

Aufbau und Erprobung eines Spiegelkorrektors für Niederspannungs–Elektronenmikroskope

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl.–Phys. Peter Hartel
aus Wiesbaden

Referent: Professor Dr. H. Rose
Korreferent: Professor Dr. Dr. h.c. mult. A. Richter

Tag der Einreichung: 05. 12. 2000
Tag der Prüfung: 12. 02. 2001

Darmstadt 2001
D 17

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundüberlegungen	4
2.1	Notwendigkeit und Nutzen der Korrektur	4
2.2	Farb- und Öffnungsfehlerkorrektur mit einem Elektronenspiegel . . .	8
2.3	Anforderungen an den Strahlteiler	13
3	Das Spektromikroskop SMART	16
3.1	Gesamtaufbau	16
3.2	Experimentelle Möglichkeiten	20
3.2.1	Photonenbeleuchtung	20
3.2.2	Elektronenbeleuchtung	22
3.3	Berechnung der Leistungsfähigkeit	23
3.3.1	Elektronenspiegel	23
3.3.2	Strahlteiler	27
3.3.3	Auflösungsbestimmung	34
3.3.4	Genauigkeits- und Stabilitätsanforderungen	35
4	Mechanischer Aufbau des Spiegelkorrektors	37
4.1	Strahlteiler	38
4.1.1	Polschuhplatten und Spulen	38
4.1.2	Rahmen des Strahlteilers und Vakuumdose	40
4.2	Feldlinsen und Elektronenspiegel	44
4.3	Multipole	47
4.3.1	Elektrisch-magnetische Multipolelemente	47
4.3.2	Zusätzliche magnetische Ablenkelemente	49

5	Erprobung des Spiegelkorrektors	51
5.1	Meßanordnung	51
5.2	Zusätzliche Abschirmmaßnahmen	58
5.3	Feldlinsen	66
5.4	Strahlteiler	71
5.5	Bestimmung von Farb- und Öffnungsfehlerkonstanten	82
5.6	Elektronenspiegel	93
6	Zusammenfassung	100
	Anhang	103
A	Addition von Brechkraften im Zweilinsensystem	103

Kapitel 1

Einleitung

Bei modernen Elektronenmikroskopen werden immer höhere Anforderungen an die Ortsauflösung in Verbindung mit spektroskopischer Information gestellt. Viele Benutzer sind an der atomaren Zusammensetzung komplexer nichtperiodischer Strukturen, wie zum Beispiel Korngrenzen, interessiert. Außerdem möchten sie Aufschluß über den chemischen Bindungszustand der Elemente erhalten. Ein Ziel ist beispielsweise die Unterscheidung von Diamant und Graphit. Dies läßt sich nur durch den Einsatz eines abbildenden Energiefilters und einer ausreichend monochromatischen oder monochromatisierten Quelle erreichen. Die Ortsauflösung konventioneller Elektronenmikroskope wird prinzipiell durch den Farb- und den Öffnungsfehler der Objektivlinse begrenzt. O. Scherzer zeigte im Jahr 1936 unter der Voraussetzung (1.) statischer (2.) rotationssymmetrischer elektromagnetischer Felder und eines (3.) raumladungsfreien Strahlbereichs, daß achsenferne oder zu langsame Elektronen stets zu stark abgelenkt werden, falls (4.) die axiale Geschwindigkeitskomponente der Elektronen ihr Vorzeichen nicht ändert [1]. Beide Fehler können bei vorgegebener Brennweite lediglich minimiert werden.

Zahlreiche theoretische Untersuchungen haben gezeigt, daß bereits die Aufgabe einer der vier Voraussetzungen (1.) bis (4.) des Scherzer-Theorems [1] genügt, um Systeme ohne Farb- und Öffnungsfehler zu erhalten. So stellten V. K. Zworykin et al. 1945 je ein System zur Korrektur des Farb- bzw. des Öffnungsfehlers mit Hilfe eines Elektronenspiegels vor [2]. O. Scherzer präsentierte 1947 unrunde und raumladungsbehaf-tete Systeme sowie eine Hochfrequenzlinse, die im Prinzip die Korrektur beider Fehler ermöglichen [3]. Die experimentelle Umsetzung der Vorschläge erwies sich jedoch als extrem schwierig. Zwar gelang es mehreren Gruppen, die Korrektur zu demonstrieren, aber die Auflösung konnte, wie zum Beispiel beim Darmstädter Korrektur [4], nicht gesteigert werden. Die Versuche scheiterten entweder an mangelnden elektrischen und mechanischen Stabilitäten oder an ungenügenden Justiermöglichkeiten und -verfahren.

Eine Auflösungsverbesserung mit Hilfe eines Korrektors zeigte erstmals J. Zach im Jahr 1995. Basierend auf theoretischen Untersuchungen von H. Rose [5] entwickelte J. Zach ein neues Konzept für ein korrigiertes Niederspannungs–Rasterelektronenmikroskop [6]. Als Objektivlinse dient hierbei ein elektrostatisches Immersionsobjektiv, das die Detektion der rückgestreuten und Sekundärelektronen innerhalb der Objektivlinse ermöglicht. Der sphärische und chromatische Fehler kann mit einer Kombination aus elektrischen und magnetischen Quadrupolen sowie Oktupolen optimal eingestellt werden. Die Auflösung wurde von 6 nm auf weniger als 2,5 nm bei einer Elektronenenergie von 1 keV am Objekt gesteigert [7].

Zwei Jahre später korrigierten M. Haider et al. am Europäischen Laboratorium für Molekularbiologie in Heidelberg erstmals den Öffnungsfehler eines Transmissionselektronenmikroskops erfolgreich. Der aus zwei Hexapolen bestehende Korrektor wurde 1981 von H. Rose vorgeschlagen [8] und später weiterentwickelt [9]. Mit ihm konnte die Punktauflösungsgrenze eines kommerziellen Transmissionselektronenmikroskops bei einer Elektronenenergie von 200 keV von 2,6 Å auf 1,2 Å verbessert werden [10, 11].

In jüngster Zeit gelang es O. Krivanek, den Farb- und den Öffnungsfehler eines Rastertransmissionselektronenmikroskops mit Hilfe einer Quadrupol–Oktupol–Anordnung erfolgreich zu korrigieren [12]. Bei einer Beschleunigungsspannung von 100 kV konnte eine Punktauflösung von 1,23 Å nachgewiesen werden.

Bisher existiert kein funktionierender Korrektor für die Direktabbildung im Niederspannungsbereich. Diese Lücke kann mit einem Elektronenspiegel geschlossen werden [13, 14, 15]. Er erlaubt im Gegensatz zum Quadrupol–Oktupol–Korrektor die Übertragung eines großen Bildfelds. Gleichzeitig bleibt der technologische Aufwand zur Abbremsung niederenergetischer Elektronen in einem vertretbaren Rahmen. Dieses Korrekturprinzip wird in Kapitel 2 vorgestellt.

Bisher konnten G. F. Rempfer et al. [16] die Korrektur des chromatischen und sphärischen Fehlers durch einen hyperbolischen Elektronenspiegel lediglich auf einer elektronenoptischen Bank nachweisen. Eine Auflösungsverbesserung mit einem Elektronenspiegel wurde bislang noch nicht erzielt. Eines der Hauptprobleme bei der Korrektur mit einem Elektronenspiegel ist die Trennung der einlaufenden von den reflektierten Elektronen durch einen magnetischen Strahlteiler, der nicht auflösungsbegrenzend sein darf. Der Entwurf eines Strahlteilers, der diesen Anforderungen genügt, wird in der Arbeitsgruppe von H. Rose seit vielen Jahren verfolgt [13, 17, 18]. In seiner Dissertation stellt D. Preikszas [19] ein erfolgversprechendes Konzept für ein korrigiertes, direktabbildendes Niederspannungs–Elektronenmikroskop mit Energiefilter vor.

Im Rahmen des BMBF-Projekts „Höchstauflösende Elektronen-Spektro-Mikroskopie mit durchstimmbarer XUV-Strahlung“ wird dieser Entwurf zur Zeit im Verbund mit der Universität Würzburg, der Technischen Universität Clausthal, dem Fritz-Haber-Institut in Berlin und der Firma LEO Elektronenmikroskopie GmbH verwirklicht. Das Mikroskop soll der Anwendung in der Oberflächenphysik dienen. Es wird eine Ortsauflösung bis zu 1 nm und eine Energieauflösung von maximal 0,1 eV bei Austrittsenergien der Elektronen von nahezu 0 bis zu 2000 eV angestrebt. Das Objekt kann wahlweise mit Elektronen oder Photonen beleuchtet werden. Die zahlreichen möglichen Meßmodi sind in [20] zusammengestellt und werden im dritten Kapitel beschrieben. Ein weiterer enormer Vorteil der Fehlerkorrektur liegt in der Steigerung der Elektronenausbeute. Die Aperturblende kann bei einer Ortsauflösung, die konventionellen Geräten vergleichbar ist, wesentlich größer gewählt werden, so daß ein Vielfaches der Intensität in die Bildebene gelangt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden der Strahlteiler und der Elektronenspiegel konstruiert und aufgebaut. Der mechanische Aufbau ist in Kapitel 4 beschrieben. Die Erprobung der Komponenten erfolgte in einem konventionellen Rasterelektronenmikroskop (siehe Kapitel 5). Die wesentlichen Schritte zur Berechnung der Elektronenoptik sind im Abschnitt 3.3 zusammengefaßt.

Kapitel 2

Grundüberlegungen

2.1 Notwendigkeit und Nutzen der Korrektur

Das Auflösungsvermögen von Elektronenmikroskopen ist bei ausreichender mechanischer und elektrischer Stabilität durch Abbildungsfehler bestimmt. Bei einer rotations-symmetrischen Objektivlinse begrenzen der axiale Farbfehler erster Ordnung ersten Grades und der Öffnungsfehler dritter Ordnung die erzielbare Auflösung des Mikroskops. Die Bezeichnungen rühren daher, daß man die radiale Abweichung vom idealen Bildpunkt in der Gaußschen Bildebene in eine Potenzreihe bezüglich der Steigung der Elektronen zur optischen Achse, ihres Achsabstands und ihrer relativen Energieabweichung $\kappa = \Delta E/E_o$ von der Startenergie E_o entwickelt. Als *Ordnung* wird die Exponentensumme von Steigung und Achsabstand bezeichnet, während der *Grad* die Potenz der Energie- bzw. Farbabweichung angibt. Die Koeffizienten der Potenzreihe heißen *Fehlerkonstanten*. Ausgangspunkt der Fehlerentwicklung ist dabei ein System von linear unabhängigen Lösungen der um die optische Achse linearisierten Bewegungsgleichung. Die Lösungen werden auch als *Fundamentalbahnen* oder paraxiale Bahnen bezeichnet. Die Anfangsbedingungen werden in der Regel in einer Bildebene so gewählt, daß die vier Lösungen in jeweils einem Schnitt entweder nur eine Anfangssteigung (*axiale Bahnen*) oder eine Anfangsauslenkung (*Feldbahnen*) aufweisen. Die *Gaußsche Bildebene* wird durch den Schnittpunkt der axialen Bahnen mit der optischen Achse definiert.

Die Wirkung des Farbfehlers wird in Abbildung 2.1 verdeutlicht. Der Farbfehler stellt eine energieabhängige Defokussierung dar. Als Folge des Scherzer-Theorems [1] werden in statisch betriebenen, raumladungsfreien Rundlinsen zu langsame Elektronen stets vor und zu schnelle Elektronen stets hinter der Gaußschen Bildebene fokussiert.

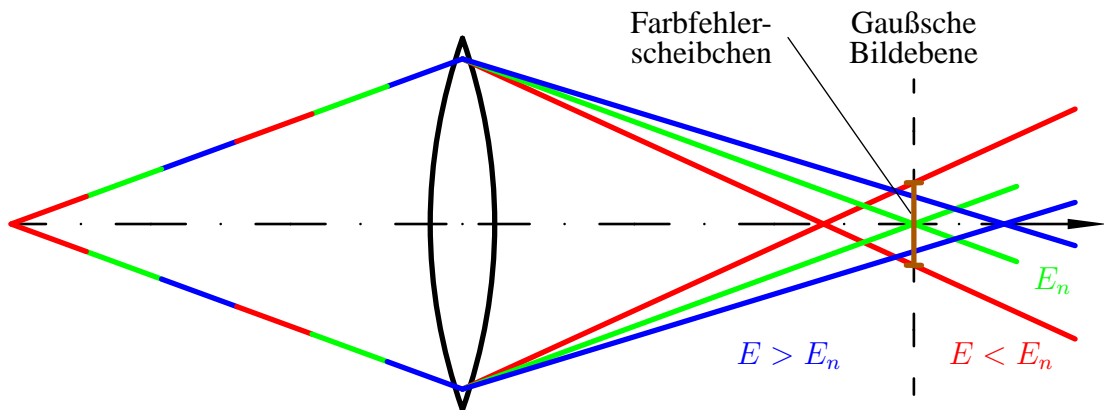


Abbildung 2.1: Der Farbfehler von Rundlinsen äußert sich derart, daß Elektronen mit größerer Energie $E > E_n$ als der Nominalenergie schwächer und Elektronen mit niedrigerer Energie $E < E_n$ stärker fokussiert werden. Als Folge wird ein Punkt des Objekts in einen Fleck – das Farbfehlerscheibchen – abgebildet.

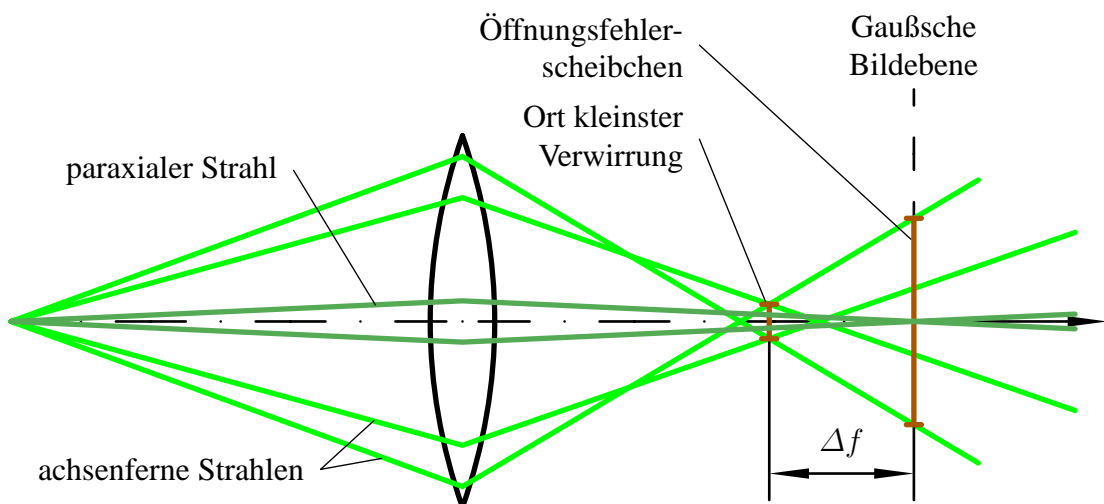


Abbildung 2.2: Wirkung des Öffnungsfehlers. Achsenferne Strahlen werden in Rundlinsen stets stärker gebrochen als ein paraxialer Strahl, der die Gaußsche Bildebene definiert. Die Größe des Öffnungsfehlerscheibchens kann durch Wahl einer um Δf näher an der Linse liegenden Ebene als Bildebene deutlich verringert werden.

Dies führt in einer festen Ebene zu einer Unschärfe des Bildes, die von der Energieverteilung der Elektronen abhängt. Ein Punkt wird in ein Scheibchen mit einem Radius $r_f = \alpha_o \kappa_\sigma C_f$ abgebildet, wobei der maximale Aperturwinkel als α_o , eine geeignet zu wählende relative halbe Energiebreite als κ_σ und die Farbfehlerkonstante als C_f bezeichnet wird. Die Potenzreihenentwicklung wurde hierbei bezüglich der Variablen in der Objektebene durchgeführt.

Wie in Abbildung 2.2 gezeigt, werden aufgrund des Öffnungsfehlers achsenferne Strahlen unter den Voraussetzungen des Scherzer-Theorems stets stärker gebrochen als ein paraxialer Strahl. In der Gaußschen Bildebene entsteht so als Bild eines Punkts ein Fehlerscheibchen mit dem Radius $r_{\ddot{o}} = \alpha_o^3 C_{\ddot{o}}$. Die Auswirkung des Öffnungsfehlers kann durch Wahl einer geeigneten Defokussierung Δf teilweise kompensiert werden. Das in der Praxis wirksame Fehlerscheibchen am Ort der kleinsten Verwirrung ist in etwa halb so groß wie in der Gaußschen Bildebene.

Die erreichbare Auflösung eines Mikroskops wird zusätzlich durch Beugung an der kleinsten Öffnung, in der Regel der Aperturblende, begrenzt. Ein selbstleuchtender Punkt erscheint im Bild als Airy-Scheibchen mit dem Radius $r_b = 0,61 \lambda / \alpha_o$, wobei λ die De-Broglie-Wellenlänge des Elektrons ist. Sie beträgt im nichtrelativistischen Fall $\lambda = \sqrt{1,5 \text{ eV} / E_o} \cdot 1 \text{ nm}$. In der Regel liefert das quadratische Mittel der Fehlerscheibchen und des Beugungsscheibchens eine gute obere Abschätzung der erzielbaren Auflösung

$$d = \sqrt{r_b^2 + r_f^2 + \frac{r_{\ddot{o}}^2}{4}} = \sqrt{\frac{0,61^2 \lambda^2}{\alpha_o^2} + \alpha_o^2 \kappa_\sigma^2 C_f^2 + \frac{1}{4} \alpha_o^6 C_{\ddot{o}}^2} \quad (2.1)$$

mit einem unkorrigierten Elektronenmikroskop.

Ein Objektiv, das für niederenergetische Elektronen geeignet ist, muß zumindestens eine elektrostatische Immersion aufweisen. Eine deutliche Verbesserung kann durch Überlagerung eines Magnetfelds erreicht werden. Dies bewirkt, daß die Elektronen innerhalb der Linse näher bei der optischen Achse bleiben [21]. In [19] wird ein elektrostatisches mit einem elektromagnetischen Objektiv verglichen. Bei einer Austrittsenergie der Elektronen am Objekt von $E_o = 100 \text{ eV}$ sinken die objektseitigen Fehlerkonstanten C_f von $75 \text{ } \mu\text{m}$ auf $24 \text{ } \mu\text{m}$ und $C_{\ddot{o}}$ von $250 \text{ } \mu\text{m}$ auf $84 \text{ } \mu\text{m}$. Abbildung 2.3 zeigt die Auflösungsgrenze d des elektromagnetischen Objektivs bei einer Startenergie der Elektronen von 100 eV in Abhängigkeit vom Aperturwinkel α . Als Breite der Energieverteilung wurde $\Delta E_\sigma = 0,5 \text{ eV}$ angenommen. Als beste Auflösung erhält man $4,3 \text{ nm}$ bei einem Aperturwinkel von 23 mrad . Sie wird im wesentlichen durch Beugung und Farbfehler bestimmt. Der Öffnungsfehler dominiert erst bei Winkeln von über 50 mrad .

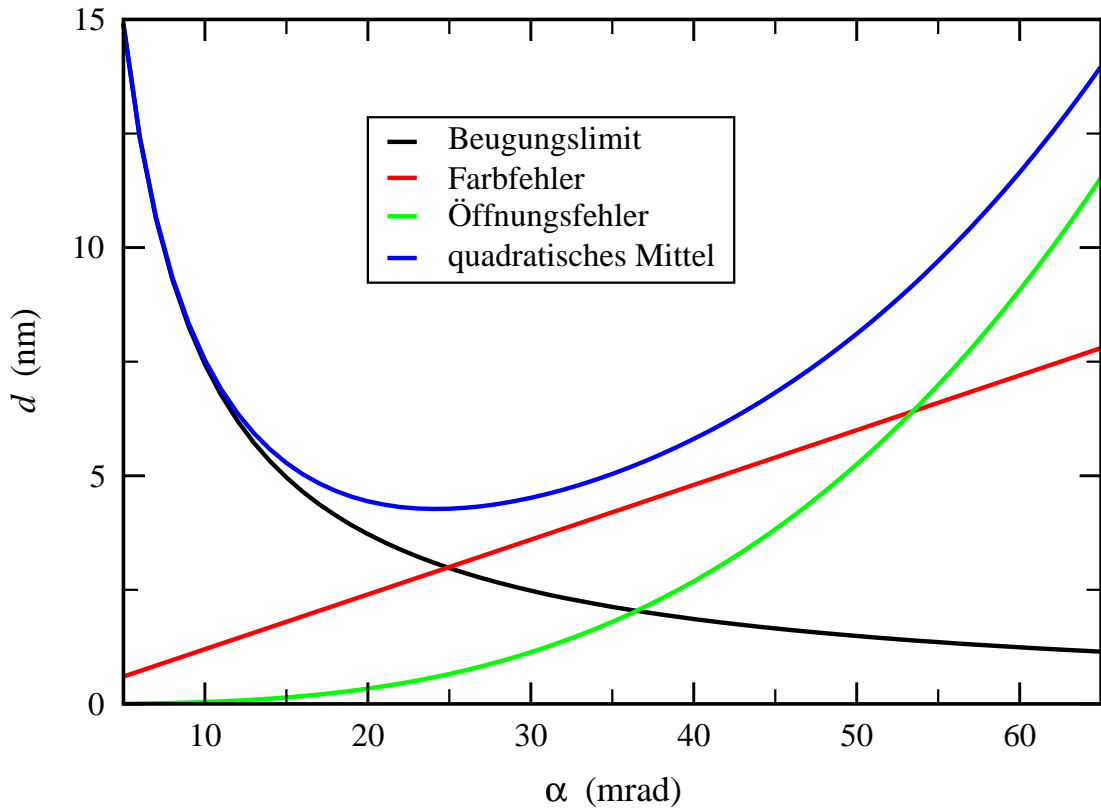


Abbildung 2.3: Auflösungslimit d als Funktion des objektseitigen Aperturwinkels α bei einer Austrittsenergie der Elektronen von $E_o = 100$ eV mit einer Energiebreite $\Delta E_o = 0,5$ eV. Für die auf die Objektebene bezogenen Farb- und Öffnungsfehlerkonstanten wurden $C_f = 24 \mu\text{m}$ und $C_o = 84 \mu\text{m}$ angenommen.

Strebt man eine Erhöhung der Auflösung auf $d' = 1$ nm an, so muß der Aperturwinkel aufgrund des Beugungslimits deutlich erhöht werden. Unter der Annahme, daß alle Beiträge dieselbe Größe $r'_b = r'_f = r'_o = d'/\sqrt{3}$ haben, muß der Aperturwinkel mindestens $\alpha' = 129$ mrad betragen. Bei diesem Winkel begrenzen der Farb- und der Öffnungsfehler die Auflösung nicht, wenn die Fehlerkonstanten die Werte

$$C'_f = \frac{d'}{\sqrt{3} \alpha' \kappa_\sigma} = 0,89 \mu\text{m} \quad \text{und} \quad C'_o = \frac{d'}{\sqrt{3} \alpha'^3} = 0,27 \mu\text{m} \quad (2.2)$$

annehmen. Diese Werte liegen um ein bis zwei Größenordnungen unter denen der betrachteten Objektlinse. Eine solche Reduzierung der Fehlerkonstanten durch eine Optimierung der Linsengeometrie ist bei festgehaltener Brennweite nicht möglich. Das bedeutet, daß ohne Korrektur keine wesentliche Steigerung der Auflösung zu erreichen ist.

Möchte man mit einem Korrektor einen Faktor g an Auflösung $d' = d/g$ gewinnen, so muß aufgrund des Beugungslimits der Aperturwinkel auf $\alpha' = g\alpha$ vergrößert werden. Dies hat wegen

$$\frac{C'_f}{C_f} = \frac{r'_f}{r_f} \frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{1}{g^2} \quad \text{und} \quad \frac{C'_\phi}{C_\phi} = \frac{r'_\phi}{r_\phi} \frac{\alpha^3}{\alpha'^3} = \frac{1}{g^4} \quad (2.3)$$

zur Folge, daß die Farbfehlerkonstante um g^2 und die Öffnungsfehlerkonstante um g^4 reduziert werden muß.

Die zweite wichtige und wesentlich einfacher zu verwirklichende Anwendung der Korrektur ist die Erhöhung der Elektronenausbeute bei gleichbleibender Auflösung $d' = d$. Die Intensität steigt bei homogener Strahlcharakteristik quadratisch mit dem Blendenöffnungswinkel an. Dadurch werden Aufnahmen von Bildern möglich, die unter normalen Bedingungen an mangelndem Signal–Rausch–Verhältnis oder zu langen Aufnahmezeiten scheitern. In diesem Anwendungsgebiet der Korrektur sind die Anforderungen an die Genauigkeit der Fehlerelimination um den Faktor g reduziert, da bei festgehaltener Auflösung $d' = d$ auch $r'_f = r_f$ und $r'_\phi = r_\phi$ gilt. Der größte Vorteil dieser Anwendung eines Korrektors besteht jedoch darin, daß die Stabilität des zugrundeliegenden Mikroskops kaum erhöht werden muß.

2.2 Farb- und Öffnungsfehlerkorrektur mit einem Elektronenspiegel

Mit einem Elektronenspiegel können Farb- und Öffnungsfehler einer Rundlinse kompensiert werden. Obwohl der Spiegel selbst rotationssymmetrisch ist, fällt er nicht unter die Voraussetzungen des Scherzer–Theorems, da in ihm die axiale Geschwindigkeit der Elektronen ihr Vorzeichen ändert. Der mathematische Grund für die Ungültigkeit des Scherzer–Theorems ist folgender: Für ein Elektron, das längs der optischen Achse in den Spiegel eintritt, muß das elektrische Potential auf der Achse $\Phi(z)$ am Umkehrpunkt z_u des Elektrons den Wert Null annehmen, wenn das Potential so geeicht ist, daß mit verschwindender Geschwindigkeit $v = 0$ eines Elektrons auch das Potential den Wert Null annimmt. Bei der Herleitung der positiv definiten Integralausdrücke für die Farb- und Öffnungsfehlerkonstanten wird die Stetigkeit von $1/\Phi(z)$ benötigt, die jedoch am Umkehrpunkt der Elektronen nicht gegeben ist.

Das lichtoptische Analogon zum Elektronenspiegel erlaubt ein prinzipielles Verständnis der Funktionsweise der Korrektur. Vereinfacht kann man die Äquipotentialfläche $\varphi(\vec{r}) = \varphi_n$, bei der die kinetische Energie eines Elektrons mit der Nominalenergie E_n verschwindet, als Oberfläche eines lichtoptischen Spiegels betrachten. Das liefert in

der Nähe dieser Äquipotentialfläche eine gute Beschreibung des tatsächlichen Abbildungsverhaltens, da die elektrische Feldstärke als Gradient des Potentials das Lot der Fläche darstellt. Das lichteoptische Reflexionsgesetz wird näherungsweise erfüllt. Für die ideale Abbildung eines Punkts auf der optischen Achse in der Ebene z_b muß die Äquipotentialfläche, wie in Abbildung 2.4 (a) gezeigt, ein Ausschnitt aus einer Kugeloberfläche mit dem Mittelpunkt auf der optischen Achse in der Ebene z_b sein.

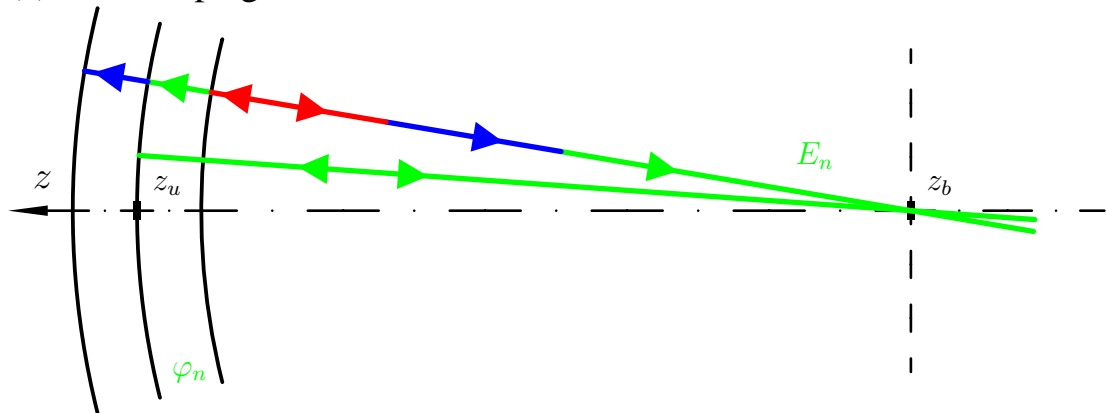
Möchte man den Farbfehler einer Rundlinse kompensieren, so müssen schnellere Elektronen stärker und langsamere Elektronen schwächer fokussiert werden. Elektronen höherer Energie dringen tiefer in den Spiegel ein und werden an einer anderen Äquipotentialfläche $\varphi > \varphi_n$ reflektiert. Weist diese wie in Abbildung 2.4 (b) eine größere Krümmung auf als die Äquipotentialfläche $\varphi = \varphi_n$, so schneidet die Trajektorie des Elektrons die optische Achse vor der Bildebene z_b . Elektronen niedrigerer Energie dringen weniger tief in den Spiegel ein und müssen, um schwächer fokussiert zu werden, auf eine Äquipotentialfläche geringerer Krümmung treffen. Unter diesen Voraussetzungen besitzt der Spiegel einen negativen Farbfehlerkoeffizienten.

Zur Korrektur des Öffnungsfehlers muß man dafür sorgen, daß achsenferne Strahlen schwächer gebrochen werden. Dies ist dann der Fall, wenn die Krümmung der Äquipotentialfläche $\varphi = \varphi_n$ mit zunehmendem Achsabstand geringer wird, wie in Abbildung 2.4 (c) ersichtlich ist. Die Form der Umkehräquipotentialfläche kann durch die Geometrie der Spiegelelektroden massiv beeinflusst werden. In Abbildung 2.5 ist eine den oben angegebenen Anforderungen an die Äquipotentialflächen genügende Geometrie mit vier Elektroden dargestellt. Bei festgelegter Säulenspannung U_s stehen drei frei wählbare Potentiale U_0 , U_1 und U_2 zur Verfügung, mit denen man die Brennweite f sowie die Farb- und Öffnungsfehlerkonstanten C_f und C_ϕ in einem weiten Bereich einstellen kann.

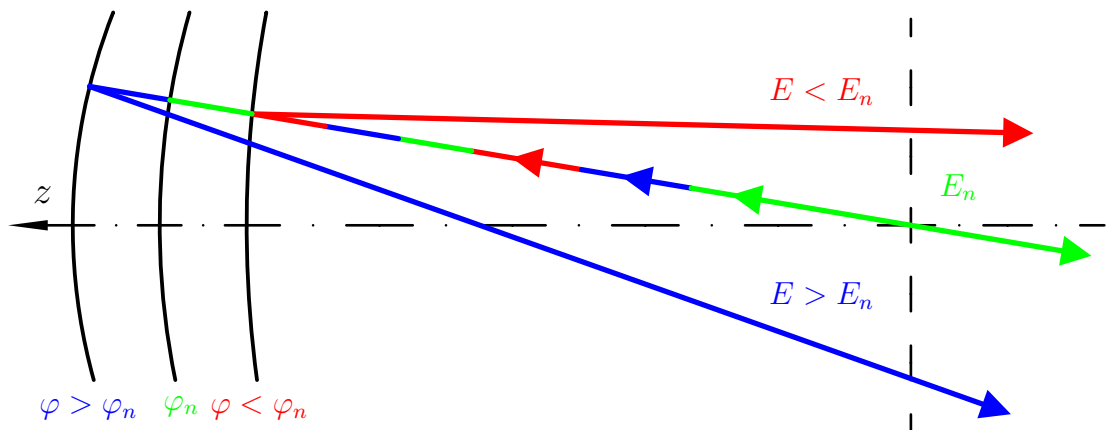
Mit Hilfe eines Elektronenspiegels können – wie gerade erläutert – prinzipiell Farb- und Öffnungsfehler eines Rundlinsensystems kompensiert werden. Der Einsatz eines Spiegels zur Korrektur setzt jedoch voraus, daß das in den Spiegel einlaufende Elektronenbündel von dem reflektierten Bündel durch einen sogenannten *Strahlteiler* getrennt werden kann. Hierzu sind Magnetfelder notwendig, da die Richtung der Lorentzkraft $\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B}$ im Gegensatz zur Kraftwirkung eines elektrischen Felds vom Vorzeichen der Geschwindigkeit abhängt. Die elektronenoptischen Anforderungen an einen Strahlteiler, der in Verbindung mit einem Elektronenspiegel einen funktionstüchtigen Korrektor bildet, werden im Abschnitt 2.3 erläutert.

Den Gesamtaufbau von Elektronenmikroskopen mit Spiegelkorrektor zeigt schematisch Abbildung 2.6. Ein wichtiges Anwendungsgebiet des Spiegelkorrektors ist der Niederenergiebereich bis zu Energien von etwa 15 keV, da dann der technologische Aufwand zur Isolation und Spannungsversorgung der Spiegelelektroden gering bleibt. Man kann sowohl direktabbildende Elektronenmikroskope (LEEM: low energy

(a) idealer Spiegel



(b) chromatische Korrektur



(c) Korrektur des Öffnungsfehlers

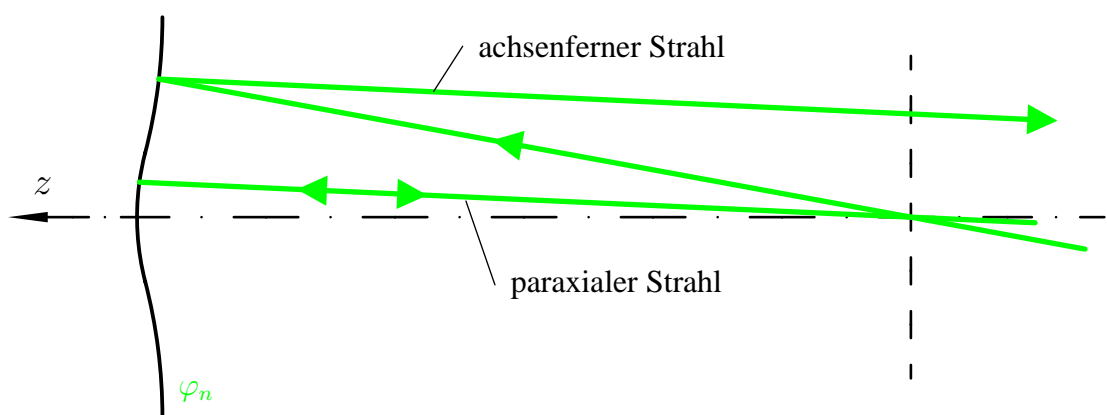


Abbildung 2.4: Prinzip der Farb- und Öffnungsfehlerkorrektur mit einem Elektronenspiegel.

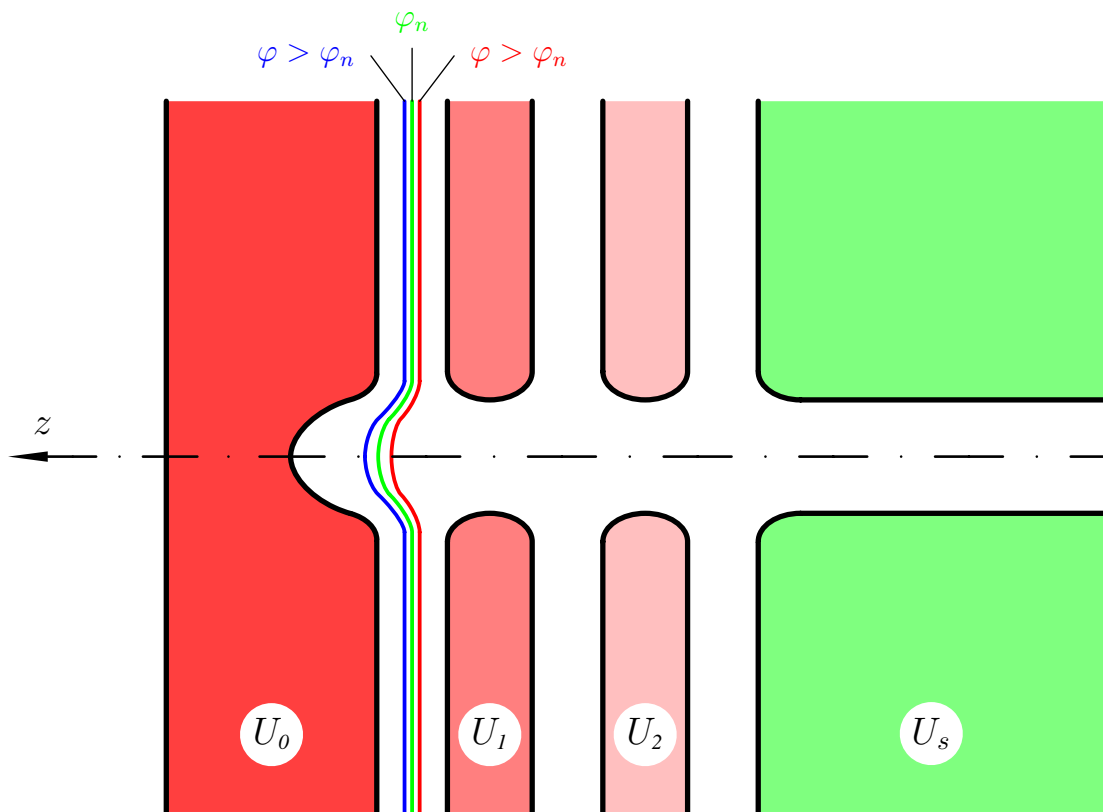


Abbildung 2.5: Prinzipieller Aufbau eines Elektronenspiegels. Aufgrund der drei frei wählbaren Spannungen U_0 , U_1 und U_2 können die Brennweite, der Farb- und der Öffnungsfehler eingestellt werden. Die Elektroden in der Nähe des Umkehrpunkts der Elektronen sind so geformt, daß der Einstellbereich für die Farb- und Öffnungsfehlerkonstanten überwiegend negative Werte umfaßt.

electron microscope) als auch Rasterelektronenmikroskope (SEM: scanning electron microscope) korrigieren. Bei letzterem soll ein kleinerer, nicht mehr durch Farb- und Öffnungsfehler begrenzter Rasterfleck auf der Probenoberfläche erzeugt werden. Dazu muß der Spiegel im Strahlengang vor der sondenerzeugenden Objektivlinse angebracht werden. Das bedeutet, daß das von der Quelle emittierte Elektronenbündel nach einmaligem Durchgang durch den Strahlteiler vom Spiegel derart (vor-)kompensiert wird, daß nach einem weiteren Durchgang durch den Strahlteiler die Objektivlinse eine kleinere Sonde erzeugen kann.

Bei einem direktabbildenden Mikroskop ist aufgrund des Reziprozitätstheorems der Strahlengang umgekehrt. Die von der Probe reflektierten oder emittierten Elektronen werden von der Objektivlinse mit Fehlern abgebildet, die nach einmaliger Ablenkung durch den Strahlteiler vom Spiegel kompensiert werden. Das farb- und öffnungsfeh-

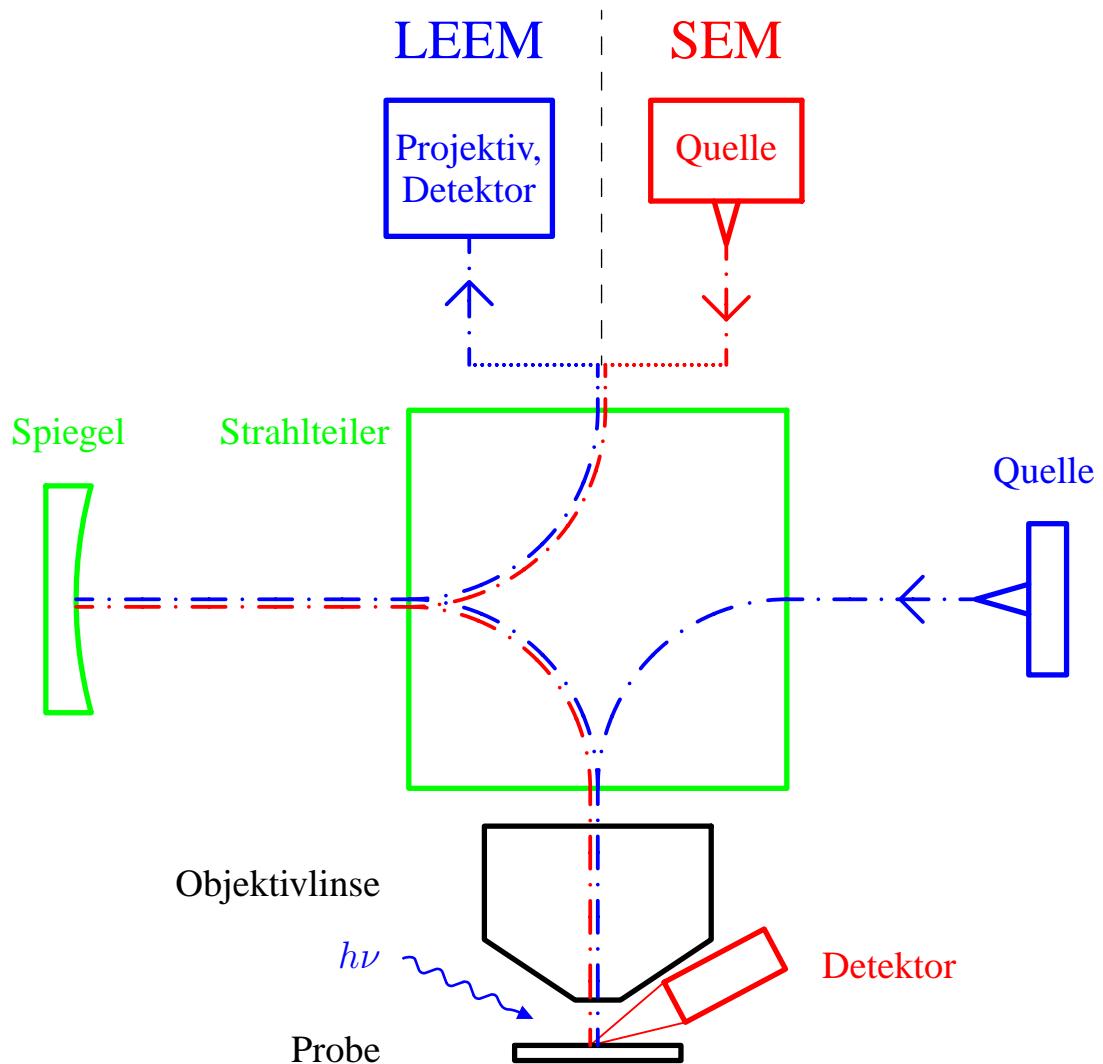


Abbildung 2.6: Prinzipieller Aufbau eines Spiegelkorrektors. Zur Trennung der in den Spiegel einlaufenden und der reflektierten Elektronen wird ein magnetischer Strahlteiler benötigt. Der Korrektor kann sowohl in einem direktabbildenden Mikroskop (LEEM) als auch in einem Rasterelektronenmikroskop (SEM) eingesetzt werden.

lerfreie Zwischenbild wird nach einer zweiten Übertragung durch den Strahlteiler vom Projektiv vergrößert auf den Detektor abgebildet. Die Beleuchtung kann entweder mit Elektronen durch den Strahlteiler oder mit Photonen von der Seite erfolgen. Bei Photonenbeleuchtung spricht man dann von einem Photoemissions-Elektronenmikroskop (PEEM). Eine Transmissionsbeleuchtung ist ebenfalls möglich.

Der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Spiegelkorrektor soll im „SMART“ (spectromicroscope for all relevant techniques) eingesetzt werden. Das „SMART“ ist ein kombiniertes PEEM/LEEM. Sein Aufbau und die experimentellen Möglichkeiten werden im dritten Kapitel genauer beschrieben. Die Erprobung der beiden Bestandteile des Korrektors – Strahlteiler und Elektronenspiegel – erfolgte jedoch in einem Rasterelektronenmikroskop.

2.3 Anforderungen an den Strahlteiler

Die an sich günstige Korrektur des Farb- und Öffnungsfehlers eines Rundlinsensystems mit einem ebenfalls rotationssymmetrischen Elektronenspiegel wird dadurch erkauft, daß man ein un rundes Element zur Strahlumlenkung in den Strahlengang integrieren muß. Der Strahlteiler muß so fehlerarm ablenken, daß die Korrektur durch den Spiegel nicht wieder zunichte gemacht wird.

Die einfachste Maßnahme zur Fehlerminimierung bei vorgegebenem Strahlteiler ist die Wahl einer geeigneten Zwischenvergrößerung V im Strahlteiler, da der Einfluß der einzelnen Abbildungsfehler des Strahlteilers auf die Fehler des Gesamtsystems mit verschiedenen Potenzen der Zwischenvergrößerung skaliert. Eine weitere Möglichkeit wäre, den Umlenkwinkel ϕ bei einem einmaligen Durchgang durch den Strahlteiler klein zu halten. Dies ist jedoch lediglich bei einem korrigierten Rasterelektronenmikroskop realisierbar. Der minimale Umlenkwinkel wird dann von der Randbedingung bestimmt, daß Elektronenquelle und Objektkammer dicht nebeneinander untergebracht werden müssen. Bei einem korrigierten LEEM sind nur Umlenkwinkel von über 60° möglich, wenn Projektiv und Elektronenquelle sich nicht am selben Ort befinden sollen. Aus fertigungstechnischen Gründen bietet sich dann, wie auch in Abbildung 2.6 angenommen, ein Umlenkwinkel von 90° an. Desweiteren ist sowohl für die Konstruktion als auch die theoretische Berechnung ein rein magnetisches System mit Einschnittsymmetrie von Vorteil. Die optische Achse ist dann torsionsfrei und verbleibt in der Symmetrieebene.

Ein solcher Strahlteiler kann durch zwei planparallele Polschuhplatten aus hochpermeablem Material verwirklicht werden, in denen spiegelsymmetrisch Spulen eingelassen sind. Abbildung 2.7 zeigt die Aufsicht auf einen Ausschnitt einer der beiden Polschuhplatten. Die Grabengeometrie resultiert aus Berechnungen von D. Preikszas [19]. Die Abbildungseigenschaften des Strahlteilers werden maßgeblich durch die Position der Spulengräben und ihre Neigung zur optischen Achse bestimmt.

Für den Einsatz in Verbindung mit dem Elektronenspiegel ist es zweckmäßig, wenn der Strahlteiler ähnlich einem Transferlinsensystem mindestens eine ausgewählte Ein-

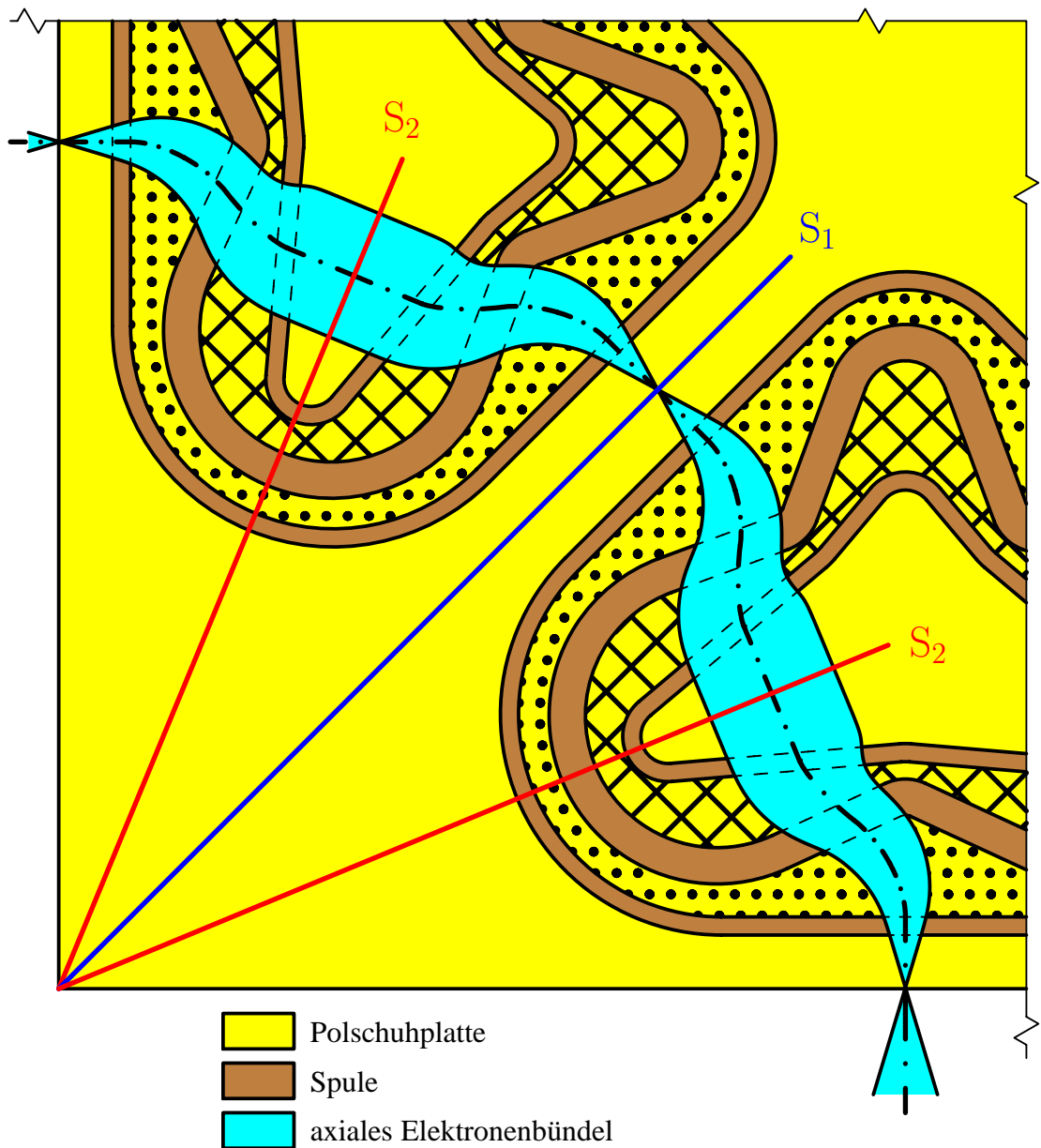


Abbildung 2.7: Aufbau des Strahlteilers. In zwei planparallele Polschuhplatten sind Spulen eingelassen, die Regionen mit entgegengesetzt gerichtetem Magnetfeld hervorrufen (punktierte beziehungsweise schraffierte Bereiche). Die Gebiete sind so gewählt, daß die Eintrittsebene des Strahlteilers dispersionsfrei mit Vergrößerung Eins in seine Austrittsebene abgebildet wird. Die lokal symmetrische Anordnung der Spulentriplets bezüglich der Symmetrieebenen S_1 und S_2 bewirkt das Verschwinden der geometrischen Fehler zweiter Ordnung.

gangsebene 1 : 1 in eine Ausgangsebene abbildet. Verlaufen die Feldbahnen außerhalb des Strahlteilers zusätzlich achsenparallel, so wird sogar jede Ebene im Maßstab 1 : 1 abgebildet. Dies entspricht einer 8f-Anordnung von vier Rundlinsen (vergleiche Abbildung 3.5 auf Seite 32). Um eine vergleichbare Abbildungsqualität zu erreichen, muß dafür gesorgt werden, daß der Strahlteiler keine geometrischen Fehler zweiter Ordnung besitzt. Dies wird durch den doppelsymmetrischen Aufbau des Strahlteilers bezüglich der Diagonalen S_1 und der beiden Winkelhalbierenden S_2 erzielt. Wenn die Fundamentalbahnen zu diesen Symmetrieebenen jeweils punkt- oder achsensymmetrisch verlaufen, dann verschwinden auch alle Fehler zweiter Ordnung. In Abbildung 2.7 ist das axiale Bündel in der Mittelebene des Strahlteilers dargestellt. Die Schnittpunkte der axialen Bahnen mit der optischen Achse geben die Lagen der Zwischenbilder an.

Da der Spiegel den chromatischen Fehler der Objektivlinse kompensieren soll, ist es zur Vermeidung von Kombinationsfehlern vorteilhaft, wenn der Strahlteiler keine Dispersion einführt. Das bedeutet, daß Elektronen, die mit unterschiedlicher Energie in den Strahlteiler eintreten, ihn am selben Ort mit gleicher Steigung wieder verlassen. Dies ist nur möglich, wenn das Magnetfeld längs der optischen Achse Bereiche mit entgegengesetztem Vorzeichen aufweist.

Kapitel 3

Das Spektromikroskop SMART

Das korrigierte Spektromikroskop „SMART“ wird im Rahmen des BMBF-Projekts „Höchstauflösende Elektronen-Spektro-Mikroskopie mit durchstimmbarer XUV-Strahlung“ (Förderkennzeichen: 05 SL8WW1 8) in Zusammenarbeit mehrerer Universitäten, einem Max-Planck-Institut und der Industrie aufgebaut. Der prinzipielle Aufbau des Geräts ist in Abschnitt 3.1 beschrieben. Auf die Vielzahl der möglichen Betriebsmodi des kombinierten PEEM/LEEM wird in Abschnitt 3.2 eingegangen. Die Methoden zur Berechnung des Spiegelkorrektors und der Objektivlinse sind in Abschnitt 3.3 dargelegt. Die erzielbare Orts- und Energieauflösung ist einzigartig im Vergleich zu bestehenden Geräten (siehe Abschnitt 3.3.3). Aus der Theorie folgen einige wichtige Randbedingungen für die Konstruktion, die im Abschnitt 3.3.4 zusammengefaßt sind.

3.1 Gesamtaufbau

Die schematische Übersicht über den Aufbau des vollständig ultrahochvakuumtauglichen Spektromikroskops „SMART“ [20] ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Das Gerät ist für den Betrieb am Synchrotron BESSY II in Berlin Adlershof bestimmt. Es wird vom PM-6-Strahlrohr am Undulator U49/1 (Periodenlänge 49 mm) mit Photonen versorgt. Das Strahlrohr enthält einen Plangittermonochromator und mehrere Refokussierspiegel. Es stehen Photonen in einem Energiebereich E_{Ph} von etwa 20 eV bis 2000 eV zur Verfügung. Das spektrale Auflösungsvermögen $E_{Ph}/\Delta E_{Ph}$ beträgt etwa 10^4 bei einer Photonenenergie von 400 eV. Die Photonen, die den Energieselektionsschlitzen passieren, werden von den Röntgenspiegeln auf einen Fleck einer Größe von $10\text{ }\mu\text{m} \times 25\text{ }\mu\text{m}$ auf der Probenoberfläche fokussiert (PEEM-Betrieb). Zusätzlich

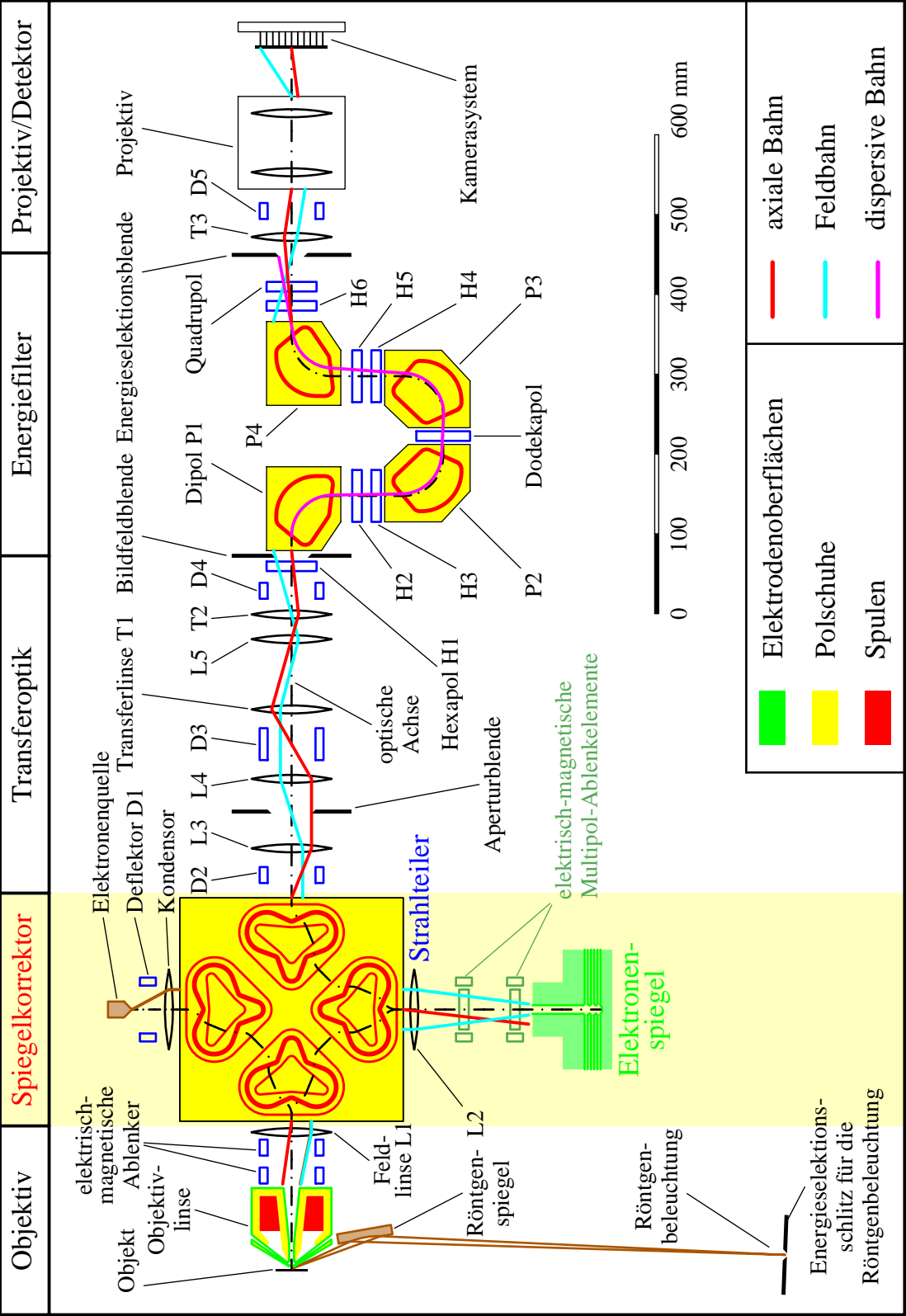


Abbildung 3.1: Aufbau des korrigierten Spektromikroskops „SMART“.

können an der Objektkammer konventionelle UV-Lampen mit Photonenenergien bis zu 7 eV angebracht werden. Alternativ kann das Objekt mit Elektronen aus einer Feld-emissionsquelle mit einer Energiebreite von etwa 0,9 eV durch den Strahlteiler und die Objektivlinse beleuchtet werden (LEEM-Betrieb). Mit dem Kondensorlinsensystem zwischen Quelle und Strahlteiler kann von senkrechter Beleuchtung eines Objektbereichs einstellbarer Größe auf konvergente Beleuchtung umgeschaltet werden.

Die im Objekt ausgelösten oder reflektierten Elektronen werden von dem elektromagnetischen Immersionsobjektiv auf die Nominalenergie von $E_n = 15$ keV beschleunigt und mit einer modusabhängigen Vergrößerung zwischen 18 und 26 in die Eintrittsebene des Strahlteilers abgebildet. Die Feldlinse L1 dicht vor der Zwischenbildebene beeinflusst die Feldbahn so, daß diese in der Zwischenbildebene an der Strahlteilerkante achsenparallel verläuft. Die verschiedenen Modi der Objektivlinse sind durch die Startenergie E_o der Elektronen von nahezu 0 bis zu 2000 eV und die elektrische Feldstärke an der Probenoberfläche zwischen 0 und 7 kV/mm festgelegt. Bei feldfreier Einstellung kann das Mikroskop erst ab Startenergien von $E_o \gtrsim 500$ eV betrieben werden. Mit dem elektrisch-magnetischen Doppelablenkelement können die optischen Achsen der Elektronenbeleuchtung und des abbildenden Elektronenbündels getrennt eingestellt werden. Der Strahlteiler bildet bei einer 90°-Ablenkung seine Eintrittsebene 1 : 1 in seine Austrittsebene ab, ohne Fehler zweiter Ordnung oder Dispersion ersten sowie zweiten Grades einzuführen.

Der als Tetrode ausgebildete Elektronenspiegel erlaubt in Verbindung mit der Feldlinse L2, die spiegelseitige Austrittsebene des Strahlteilers mit einer Vergrößerung vom Betrag Eins wieder auf sich abzubilden. Hierbei können die (negativen) Farb- und Öffnungsfehlerkonstanten mit Hilfe der drei frei wählbaren Spiegelpotentiale so eingestellt werden, daß die entsprechenden Fehler der Objektivlinse in jedem Betriebsmodus kompensiert werden können. Hierdurch wird die bei so niedrigen Startenergien der Elektronen einzigartige Ortsauflösung von 1 nm möglich. Die Korrektur kann außerdem genutzt werden, um bei etwas geringeren Anforderungen an die Ortsauflösung die Intensitätsausbeute durch größere Blendenöffnungswinkel deutlich zu erhöhen. Zwischen Spiegel und Feldlinse befinden sich je zwei magnetische Achtpole und elektrische Zwölfpole. Sie dienen zum einen als Doppelablenkelement zur getrennten Beeinflussung der in den Spiegel einfallenden und auslaufenden Elektronen, zum anderen können sie aber auch als komplexe Stigmatoren zum Ausgleich von Rest- oder Justierfehlern eingesetzt werden.

Nach einem weiteren Durchgang durch den Strahlteiler schließt sich die Transferoptik aus fünf elektrostatischen Einzellinsen an, in die die Aperturblenden und Bildfeldblenden integriert sind. Sie bildet die Bild- und die Beugungsebene der Objektivlinse in zwei feste Ebenen vor dem Energiefilter ab. Die Zwischenvergrößerung kann zwischen 2 und 45 variiert werden. Bei einer Vergrößerung von 2 können zusätzlich Bild- und Beugungsebene ausgetauscht werden, um die Aufnahme von Beugungsbildern

zu ermöglichen (PED/LEED–Betrieb: photo electron diffraction/low energy electron diffraction).

Bei dem Ω -förmigen Energiefilter handelt es sich um ein rein magnetisches, abbildendes Filter, dessen Bildfehler zweiter Ordnung durch die Hexapole H1 bis H6 und den Dodekapol vollständig korrigiert sind [22]. Ein Filter dieses Typs wurde bereits am Fritz–Haber–Institut in Berlin aufgebaut [23]. Die feste Eintrittsbildebene und die Eintrittsbeugungsebene werden durch das Filter mit Vergrößerung eins in die achromatische Bildebene kurz hinter der Austrittskante des Dipols P4 beziehungsweise in die Energieselektionsebene abgebildet. Die Dispersion des Filters beträgt $35 \mu\text{m}/\text{eV}$ bei einer Nominalenergie von 15 keV. Mit einer Schlitzbreite von $3,5 \mu\text{m}$ kann eine Energiefilterung auf $\delta E = 0,1 \text{ eV}$ erreicht werden.

Mit dem dreilinsigen, elektrostatischen Projektiv kann einerseits die achromatische Bildebene mit einer Vergrößerung zwischen 20 und 150 in die Detektorebene abgebildet werden (energiegefilterte Abbildung), andererseits kann auch die Energieselektionsebene mit Vergrößerungen von 15 bis 60 abgebildet werden (Spektrumsabbildung). Spektren einer Energiebreite bis zu 35 eV ausgewählter Objektbereiche können mit einer Energieauflösung von 0,1 eV gemessen werden.

Als Kamerasysteme stehen eine fest installierte Slow Scan CCD Kamera, die über eine Faseroptik mit dem Leuchtschirm verbunden ist, und eine einfahrbare, mit Videofrequenz betriebene CCD Kamera mit vorgeschalteten Kanalplatten zur Verfügung. Das gesamte Gerät wird auf einem schwingungsgedämpften Tisch montiert. Die Objektkammer ist über ein Probentransfersystem mit einer zum Gerät gehörenden Probenpräparationskammer verbunden.

Der Aufbau und die Erprobung der einzelnen Komponenten sind folgendermaßen auf die verschiedenen Gruppen aufgeteilt:

BESSY GmbH:	Synchrotron, Undulator, Röntgenoptik
Fritz–Haber–Institut, Berlin:	Transferoptik, Energiefilter, Projektiv; Präparationskammer, Tisch
LEO Elektronenmikroskopie GmbH:	Objektivlinse, Elektronenquelle, Hochspannungsanlage
Technische Universität Clausthal:	Objektmanipulator, Kamerasystem
Technische Universität Darmstadt:	Strahlteiler, Elektronenspiegel
Universität Würzburg:	Projektleitung, Röntgenoptik, Objektkammer.

3.2 Experimentelle Möglichkeiten

Die Vielzahl der verschiedenen Meßmöglichkeiten mit dem Spektromikroskop „SMART“ in der Oberflächenphysik kann in zwei große Gruppen eingeteilt werden: Experimente mit Photonenbeleuchtung (Abschnitt 3.2.1) und solche mit Elektronenbeleuchtung (Abschnitt 3.2.2). Innerhalb beider Gruppen gibt es je drei Untergruppen. Mit der Transferoptik kann zwischen Direktabbildung (PEEM/LEEM) und Aufnahme von (energiegefilterten) Beugungsbildern (PED/LEED) umgeschaltet werden, während das Projektiv die Umschaltung auf die Spektrumsabbildung (PES/EELS: photo electron spectroscopy/electron energy loss spectroscopy) ermöglicht. Die jeweils interessierenden Objektbereiche werden mit der Bildfeldblende selektiert. Im folgenden werden die Besonderheiten der verschiedenen direktabbildenden Modi kurz beschrieben. Eine ausführlichere Darstellung findet man zum Beispiel in [20] oder [24]. Ein Elektron mit Sollenergie hat im geerdeten Teil der Mikroskopsäule stets die Nominalenergie $E_n = 15$ keV, die durch die Justierung des Energiefilters vorgegeben ist.

3.2.1 Photonenbeleuchtung

Im Abbildungsmodus (PEEM) kann auf verschiedene Arten chemische Information (bis zur Aufklärung von Bindungszuständen) gewonnen werden. Ein Energieniveauschema ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Zur Spektroskopie sind mehrere Aufnahmen bei verschiedenen Photonenenergien und/oder Mikroskopeinstellungen notwendig. Wird lediglich die Photonenenergie variiert, so werden nur Elektronen zur Abbildung genutzt, die aus verschiedenen Anfangszuständen in einen schmalen Bereich von Endzuständen um die Startenergie E_o angeregt werden. Dieser Modus ist für das „SMART“ vorteilhaft, da die Objektlinse und damit auch der Korrektor nicht auf eine andere Startenergie eingestellt werden müssen. Die erzielbare Energieauflösung ist maßgeblich durch das Energiefilter auf $dE \approx \delta E = 0,1$ eV beschränkt, da die Energieverteilung der Photonen wesentlich schmäler ist.

Elektronen können auch aus einem konstanten Anfangszustand angeregt werden. Hierzu müssen die Photonenenergie $h\nu$ und die Startenergie E_o simultan bei konstanter gehaltener Differenz verändert werden. Die Erregung von Objektlinse und Korrektor ist von der Startenergie abhängig. Bei Hochauflösung sind Messungen mit konstantem Anfangszustand deshalb nur möglich, wenn die Korrektoreinstellung vollständig automatisiert werden kann. Gleiches gilt für die Spektroskopie im klassischen Sinn, bei der man bei fester Photonenenergie das Spektrum der Startenergien untersucht. Die so ermittelten Spektren sind allerdings von den Zustandsdichten im Anfangs- und Endzustand abhängig.

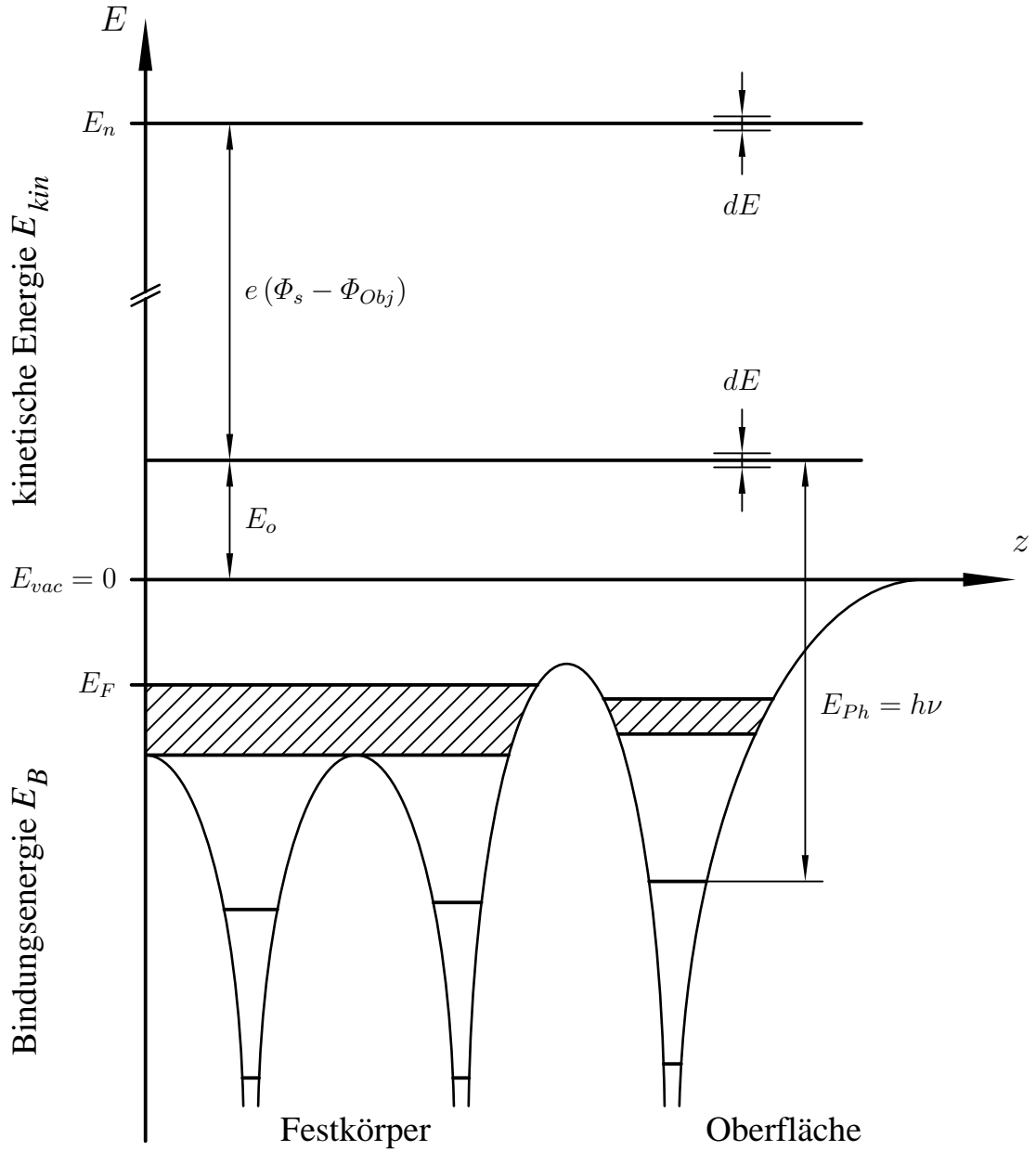


Abbildung 3.2: Energieniveauschema für ein Spektromikroskop. Elektronen, die das Objekt mit der Startenergie E_o relativ zum Vakuumniveau E_{vac} verlassen, werden durch die Potentialdifferenz $\Phi_s - \Phi_{Obj}$ zwischen Objekt und Mikroskopsäule auf die Nominalenergie $E_n = 15$ keV beschleunigt. Die effektive Energiebreite dE ist durch die Energiebreiten bei der Erzeugung (ΔE), der Energiefilterung (δE) und durch Instabilitäten bestimmt. Bei Beleuchtung des Objekts mit Photonen der Energie $E_{Ph} = h\nu$ können die zur Abbildung genutzten Elektronen entweder direkt (Rumpf- oder Valenzelektronen) oder über Sekundärprozesse (Augerelektronen, Sekundärelektronen) ausgelöst werden. Das Fermi-niveau ist mit E_F bezeichnet.

Mit sehr niedrigen Photonenenergien können lokale Variationen der Austrittsarbeit $E_{vac} - E_F$ sehr genau vermessen werden. Dies liefert beispielsweise Information über chemische Reaktionen oder Diffusion auf der Oberfläche eines Festkörpers. Bei mittleren Photonenenergien werden auch Valenzelektronen angeregt. Die Anregung von Rumpfelektronen kann über drei Mechanismen chemischen Kontrast liefern. Bei der ersten Methode werden die Photoelektronen direkt zur Abbildung genutzt. Die Photonenenergie wird zweckmäßigerweise so groß gewählt, daß die Startenergie der Elektronen zwischen 30 eV und 100 eV liegt. In diesem Energiebereich ist der Untergrund durch Sekundärelektronen vergleichsweise gering, der Wirkungsquerschnitt für die Anregung der Rumpfelektronen noch recht groß und die Startenergie für die Elektronenausbeute in „SMART“ günstig. Die zweite Möglichkeit besteht darin, charakteristische Augerelektronen abzubilden. Beide Methoden zeichnen sich durch sehr hohe Oberflächenempfindlichkeit aus, da Elektronen mit so niedriger Startenergie nur aus einer Tiefe von einigen Monolagen ohne unelastische Streuprozesse bis an die Oberfläche gelangen. Die dritte Methode macht sich den Umstand zunutze, daß unterhalb der Schwellenenergie einer Innerschalenanregung die Sekundärelektronenausbeute wesentlich geringer ist als oberhalb. In diesem Fall werden die Sekundärelektronen mit Energien von einigen Elektronenvolt abgebildet. Die Methode ist allerdings nicht besonders oberflächenempfindlich.

3.2.2 Elektronenbeleuchtung

Zur Aufnahme von Bildern mit elastisch gestreuten Elektronen werden die Elektronen in der Quelle auf die Nominalenergie E_n beschleunigt. Die kinetische Energie der Elektronen am Objekt beträgt dann E_o . Durch das Energiefilter kann die Energiebreite der zur Abbildung genutzten Elektronen auf $\delta E = 0,1$ eV beschränkt werden. Die Auflösung ist in diesem Fall nicht durch die Energiebreite $\Delta E \approx 1$ eV der Elektronenquelle begrenzt.

Wählt man die Potentialdifferenz $\Phi_s - \Phi_{Obj}$ zwischen Mikroskopsäule und Objekt etwas größer als die kinetische Energie E_n der beleuchtenden Elektronen, so kehren diese bereits an einer Äquipotentialfläche dicht oberhalb des Objekts um. Diese Methode wird als Spiegelektronenmikroskopie (MEM: mirror electron microscopy) bezeichnet. Sie eignet sich zur Untersuchung der Topographie sowie der elektrischen und magnetischen Mikrofelder an der Oberfläche nicht zu rauher Proben.

Bilder unelastisch gestreuter Elektronen mit einem Energieverlust E_v erhält man, wenn die Elektronen an der Quelle auf eine Energie $E_n + E_v$ beschleunigt werden. Dies ist aufgrund des ersten und zweiten Grades dispersionsfreien Strahlteilers in Verbindung mit den reduzierten Anforderungen an die Abbildungsqualität im Beleuchtungssystem möglich.

3.3 Berechnung der Leistungsfähigkeit

In diesem Abschnitt sind die wichtigsten Grundlagen und Ideen zur Berechnung der Elektronenoptik des Spiegelkorrektors und der Objektivlinse für das „SMART“ zusammengefaßt. Die Arbeiten wurden in der Arbeitsgruppe um H. Rose von D. Preikszas (Gesamtdesign) und H. Müller (exakte Feldsimulation für den Strahlteiler) zum Abschluß gebracht. Die in dieser Arbeit angegebenen theoretischen Auflösungsgrenzen stammen – falls nicht anders vermerkt – von D. Preikszas.

Ausgangspunkt der Bahnberechnung ist die Lorentzkraft

$$\frac{d}{dt}(m\vec{v}) = -e \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (3.1)$$

mit der relativistischen Masse m , der Ladung $-e$ und der Geschwindigkeit $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$ eines Elektrons. Die statischen elektromagnetischen Felder können als ladungs- und stromfrei angenommenen Strahlbereich aus skalaren Potentialen φ und ψ durch

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\text{grad } \varphi(\vec{r}) \quad \text{und} \quad \vec{B}(\vec{r}) = -\text{grad } \psi(\vec{r}) \quad (3.2)$$

gewonnen werden. Das elektrische Potential wird üblicherweise so geeicht, daß mit verschwindender Geschwindigkeit v eines Elektrons mit Nominalenergie auch das Potential auf der optischen Achse $\Phi(z) := \varphi(x=0, y=0, z)$ den Wert Null annimmt. Meist ist die optische Achse z auch eine mögliche Teilchenbahn. Die x - und y -Achse sind oft als das zugehörige begleitende Dreibein gewählt.

Zur Lösung der Bewegungsgleichung geht man prinzipiell folgendermaßen vor: Die Potentiale werden um die optische Achse entwickelt. In der Regel ersetzt man die lateralen Koordinaten x und y durch die komplexen Koordinaten $w = x + iy$ und $\bar{w} = x - iy$. Die Bewegungsgleichung wird iterativ durch Variation der Konstanten gelöst. Ausgangspunkt sind die Fundamentallösungen der linearisierten Bewegungsgleichung. Als Anfangsbedingungen werden meist die Anfangssteigungen α und β sowie die Anfangsorte γ und δ im xz - beziehungsweise yz -Schnitt einer Bildebene und die relative Energieabweichung κ eines Elektrons von der Nominalenergie E_n vorgegeben. Man erhält die Gesamtlösung als Potenzreihe in den Anfangsbedingungen. In der praktischen Durchführung unterscheiden sich die Verfahren für den magnetischen Strahlteiler mit Einschnittsymmetrie und den rotationsymmetrischen Elektronenspiegel erheblich.

3.3.1 Elektronenspiegel

Im Gegensatz zur konventionellen Methode, bei der die Zeit t durch die Koordinate z längs der optischen Achse ersetzt wird, muß bei einem Spiegel zumindest in

der Nähe des Umkehrpunkts der Elektronen zeitabhängig gerechnet werden. Die zur Berechnung des im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Elektronenspiegels verwendete Methode ist in [14, 15, 19] dargestellt. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, die Elektronenbewegung relativ zu einem Referenzelektron mit $x(t) = 0$, $y(t) = 0$ und $z(t) = \zeta(t)$ zu betrachten, das mit Nominalenergie E_n auf der optischen Achse in den Spiegel einläuft. Die optische Achse entspricht hierbei der Symmetrieachse des Elektronenspiegels. Der Ortsvektor eines beliebigen Elektrons ist dann durch

$$\vec{r}(t) = (x(t), y(t), \zeta(t) + h(t))^T \quad (3.3)$$

festgelegt. Die Entwicklung der Potentiale und die Linearisierung der Bewegungsgleichung erfolgt dreidimensional bezüglich der kleinen Größen x , y und h . Unter Verwendung der Laplacegleichung $\Delta\varphi = 0$ nimmt die Potentialentwicklung die Form

$$\varphi(w, \bar{w}, h; z) = \sum_{n,m=0}^{\infty} \frac{\Phi^{[2n+m]}(z)}{n!^2 m!} \left(-\frac{w\bar{w}}{4}\right)^n h^m \quad (3.4)$$

an, wobei $\Phi^{[k]}$ die k -te Ableitung von Φ nach z bezeichnet. Aufgrund der Rotations-symmetrie treten hier keine Multipolstärken auf. Die Entwicklung des magnetischen Potentials ψ erhält man durch Ersetzen des elektrischen Potentials Φ auf der Achse durch das magnetische Pendant $\Psi(z) = \psi(x = 0, y = 0, z)$. Bei Anwesenheit von Magnetfeldern ist es vorteilhaft, zu einem um die Lamordrehung χ rückgedrehten Koordinatensystem mit der lateralen Koordinate $u := we^{i\chi}$ überzugehen. Die Bewegungsgleichungen mit dem separierten linearen Anteil haben die Struktur

$$\begin{aligned} \ddot{u} + \left(a\Phi'' + b\Psi'^2\right) \cdot u &= F_u \quad , \\ \ddot{h} - 2\left(a\Phi'' + c\Psi'^2\right) \cdot h + d\kappa\Phi' &= F_h \quad , \end{aligned} \quad (3.5)$$

wobei die Funktionen a , b , c und d nur vom Potential Φ auf der optischen Achse und Naturkonstanten abhängen. In den rechten Seiten F_u und F_h sind alle nichtlinearen Anteile zusammengefaßt. Im nichtrelativistischen Grenzfall verschwinden die Funktionen c und d .

Die Lösung des linearen Anteils kann als

$$\begin{aligned} u^{(1)} &= \mu u_\mu + \xi u_\xi \quad , \\ h^{(1)} &= \sigma h_\sigma + \nu h_\nu + \kappa h_\kappa \end{aligned} \quad (3.6)$$

geschrieben werden mit den komplexen Konstanten μ und ξ sowie den reellen Konstanten σ und ν . Die linear unabhängigen Lösungen können symmetrisch (u_μ , h_σ) beziehungsweise antisymmetrisch (u_ξ , h_ν) bezüglich des Umkehrpunkts des Referenzelektrons gewählt werden. Die Lösung h_κ des inhomogenen Anteils der Differentialgleichung tritt im nichtrelativistischen Grenzfall nicht auf. Der Parameter

$\kappa = \kappa(\mu, \xi, \sigma, \nu)$ ist durch den Energieerhaltungssatz und die Anfangsbedingungen festgelegt. Fordert man, daß ein beliebiges Elektron und das Referenzelektron zur selben Zeit im Spiegel umkehren, so muß der antisymmetrische Anteil νh_ν verschwinden, so daß $\nu = 0$ gilt.

Die exakten Lösungen

$$u = \sum_{r=1}^{\infty} u^{(r)} \quad \text{und} \quad h = \sum_{r=1}^{\infty} h^{(r)} \quad (3.7)$$

der Bewegungsgleichungen können iterativ als Entwicklung in eine Potenzreihe mit den Parametern $\mu, \bar{\mu}, \xi, \bar{\xi}, \sigma$ und κ bestimmt werden. Der nächste Iterationsschritt für $u^{(r)}$ und $h^{(r)}$ wird durch Einsetzen aller vorhergehenden Lösungen $\sum_{k=1}^{r-1} u^{(k)}$ beziehungsweise $\sum_{k=1}^{r-1} h^{(k)}$ in das Differentialgleichungssystem (3.5) gewonnen.

Die zeitabhängigen Koeffizienten der beiden Potenzreihen lassen sich im feldfreien Raum außerhalb des Spiegels durch Projektion in eine beliebige, feste Ebene z unter Elimination der Funktion h in die konventionelle, zeitunabhängige Darstellung transformieren. Die Lösung $\hat{u}(z)$ ist dann eine Potenzreihe

$$\hat{u}(z) = c_\omega(\omega, \bar{\omega}, \rho, \bar{\rho}, \kappa) \hat{u}_\omega(z) + c_\rho(\omega, \bar{\omega}, \rho, \bar{\rho}, \kappa) \hat{u}_\rho(z) \quad (3.8)$$

in den kleinen Größen $\omega = \alpha + i\beta$, $\bar{\omega} = \gamma + i\delta$, $\bar{\rho}$ und κ mit der axialen Bahn $\hat{u}_\omega(z)$ und der Feldbahn $\hat{u}_\rho(z)$. Die Koeffizienten c_ω und c_ρ haben die Gestalt

$$\begin{aligned} c_\omega &= \sum_{a,b,c,d,k \geq 0} \omega^a \bar{\omega}^b \rho^c \bar{\rho}^d \kappa^k D_{\omega^a \bar{\omega}^b \rho^c \bar{\rho}^d \kappa^k} , \\ c_\rho &= \sum_{a,b,c,d,k \geq 0} \omega^a \bar{\omega}^b \rho^c \bar{\rho}^d \kappa^k C_{\omega^a \bar{\omega}^b \rho^c \bar{\rho}^d \kappa^k} \end{aligned} \quad (3.9)$$

mit den komplexen Fehlerkonstanten $D...$ und $C...$, wobei bei rotationssymmetrischen Systemen wie einem Elektronenspiegel die möglichen Exponenten durch die Bedingung $a - b + c - d = 1$ eingeschränkt sind. Wie schon im Kapitel 2 definiert, bezeichnet man den Exponent k der Farbabweichung als *Grad* und die Summe der übrigen Exponenten als *Ordnung* eines Fehlers. Die Gesamtexponentensumme heißt *Stufe*. Die hier angegebene Fehlerentwicklung (3.9) ist nicht auf den Spiegel beschränkt, sondern kann für jedes elektronenoptische System so durchgeführt werden. Es ist möglich, die Fehlerkoeffizienten von Teilsystemen unter Berücksichtigung von Versatz und Verkipfung der einzelnen Komponenten zueinander zu einer Fehlerentwicklung des Gesamtsystems zusammenzusetzen [19]. Für den Elektronenspiegel wurden alle Fehler bis einschließlich der fünften Stufe berechnet.

In einer Bildebene z_b interessieren nur die axialen Fehlerkoeffizienten $C...$, da dort die axiale Bahn $\hat{u}_\omega(z_b)$ eine Nullstelle hat. Bei einem konventionellen, aus Rundlinsen aufgebauten Elektronenmikroskop liefern der Farbfehlerkoeffizient $C_f = -C_{\omega\kappa}$

und die Öffnungsfehlerkonstante $C_{\ddot{o}} = C_{\omega\omega\bar{\omega}}$ die maßgeblichen Beiträge zum axialen Entwicklungspolynom

$$c_{\rho} = \rho + \Delta\rho = \rho + \dots - \omega\kappa C_f + \dots + \omega^2\bar{\omega} C_{\ddot{o}} + \dots \quad (3.10)$$

Das negative Vorzeichen bei der Farbfehlerkonstante ist zur Angleichung an die von O. Scherzer gewählte Vorzeichenkonvention notwendig. Durch Ersetzen von ω durch $\alpha + i\beta$ und ρ durch $\gamma + i\delta$, Umsortieren und Einführen neuer Namen für die Entwicklungskoeffizienten erhält man die anschaulicher zu deutenden Bezeichnungen für die Farbfehlerkoeffizienten $C_{\alpha\kappa}$ und $C_{\beta\kappa}$ sowie die Öffnungsfehlerkonstanten $C_{\alpha\alpha\alpha}$, $C_{\alpha\alpha\beta}$, $C_{\alpha\beta\beta}$ und $C_{\beta\beta\beta}$.

Während zur Messung des Öffnungsfehlers die Abweichung $\Delta\rho = \omega^2\bar{\omega} C_{\ddot{o}}$ vom idealen Bildpunkt leichter bestimmt werden kann, ist die Farbfehlerkonstante einfacher direkt aus der Defokussierung

$$\Delta f := -\Delta z = \kappa C_f + \kappa^2 K_f + \dots \approx -\Delta\rho/\omega \quad \text{mit} \quad K_f = -C_{\omega\kappa\kappa} \quad (3.11)$$

als Funktion der Elektronenenergie zu bestimmen. Die Division durch ω trägt der Tatsache Rechnung, daß die axialen Strahlen in linearer Näherung mit der Steigung ω in den Bildpunkt einlaufen. Das Vorzeichen der Defokussierung Δf ist hierbei so gewählt, daß eine stärkere Erregung einer Linse eine positive Defokussierung zur Folge hat.

Die runden Anteile von Farb- und Öffnungsfehler können bei vorgewählter Vergrößerung und Brennweite mit einem Tetradenspiegel korrigiert werden. Für die Fehlerkonstanten C_f und $C_{\ddot{o}}$ kann man Integralausdrücke herleiten. Diese lauten im nichtrelativistischen, rein elektrischen Fall

$$\begin{aligned} C_f &= \left(\frac{u_{\omega e}}{u_{\mu e}} \right)^2 \left\{ \dot{u}_{\mu e}^2 h_{\sigma e} - u_{\mu e} \dot{u}_{\mu e} - \frac{1}{4} \int_{\tau_u}^{\tau_e} \frac{\Phi^{[3]}}{\Phi_s} u_{\mu}^2 h_{\sigma} d\tau \right\} , \\ C_{\ddot{o}} &= \left(\frac{u_{\omega e}}{u_{\mu e}} \right)^4 \left\{ \dot{u}_{\mu e}^4 h_{\sigma e} - u_{\mu e} \dot{u}_{\mu e}^3 \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{16} \int_{\tau_u}^{\tau_e} \frac{\Phi^{[4]}}{\Phi_s} u_{\mu}^4 + 2 \left(4 \dot{u}_{\mu}^2 + \frac{\Phi''}{\Phi_s} u_{\mu}^2 \right) \frac{\Phi^{[3]}}{\Phi_s} u_{\mu}^2 h_{\sigma} d\tau \right\} , \end{aligned} \quad (3.12)$$

wobei der zweite Index „e“ an einer Bahn ihren Wert zur Zeit τ_e in der Bildebene $z_e = \zeta(\tau_e)$ bedeutet. Hierbei ist vorausgesetzt, daß Eintritts- und Austrittsebene des Spiegels zusammenfallen. Die Zeit τ_u legt den Umkehrzeitpunkt des Referenzelektrons fest, während das Potential der Mikroskopsäule mit Φ_s bezeichnet ist. Man erkennt an der Struktur der Integralausdrücke, daß die Werte von der Farb- und der Öffnungsfehlerkonstante maßgeblich durch die dritte beziehungsweise vierte Ableitung des Potentials Φ auf der optischen Achse beeinflußt und somit unabhängig eingestellt werden

können. Dies ist der mathematische Hintergrund für die in Kapitel 2 gegebene, anschauliche Erklärung der Korrekturmöglichkeit mit einem Elektronenspiegel. Zudem kann die Brennweite unabhängig gewählt werden, da sie durch die zweite Ableitung des Potentials bestimmt wird, was aus dem Term $a\Phi''$ der linearisierten Bewegungsgleichung (3.5) ersichtlich ist.

Bei einem vorgegebenen Elektronenspiegel sind die Ableitungen des Potentials auf der optischen Achse durch die Spannungswerte an den einzelnen Elektroden bestimmt. Bei drei frei wählbaren Spannungen können im Prinzip die Farb- und die Öffnungsfehlerkonstante bei festgehaltener Brennweite eingestellt werden. Der Einstellbereich wird durch die Geometrie der Elektroden festgelegt. Den Variationsbereich des dieser Arbeit zugrundeliegenden Tetrodenspiegels zeigt Abbildung 3.3. Die Fehlerkoeffizienten sind auf die Bildebene an der Strahlteilerkante bezogen. Sowohl die Werte der Objektivlinse in allen Betriebsmodi des „SMART“ als auch die des zur Erprobung benutzten Rasterelektronenmikroskops DSM 960 können kompensiert werden. Die hierfür am Spiegel einzustellenden Werte der Fehlerkoeffizienten sind in Abbildung 3.3 eingetragen.

Zur Berechnung der magnetischen und elektrischen Potentiale für den Spiegel und die verschiedenen Objektivlinsen wird ein Ersatzladungsverfahren verwendet. Als Ersatzladungselemente dienen Ringladungen, die innerhalb der Elektroden positioniert werden. Die Abweichung der mit den Ersatzladungen erzeugten Äquipotentialflächen von der vorgegebenen Elektrodengeometrie liegen mit weniger als 20 nm weit unterhalb der erzielbaren Fertigungsgenauigkeit [25].

3.3.2 Strahlteiler

Bei der Berechnung des Strahlteilers kann die Koordinate t durch die Koordinate z längs der gekrümmten optischen Achse ersetzt werden. Eine ausführliche Darstellung der allgemeinen Vorgehensweise findet man in [26]. Die Verfahren, die der Berechnung des im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Strahlteilers zugrunde liegen, sind in [18, 19] beschrieben. Da der Strahlteiler rein magnetisch arbeitet, ist das elektrische Potential auf der optischen Achse konstant. Das magnetische Potential erfüllt aufgrund der Einschnittsymmetrie bezüglich der als xz -Ebene bezeichneten Mittelebene des Strahlteilers die Bedingung $\psi(x, y, z) = -\psi(x, -y, z)$. Das Koordinatensystem ist als das begleitende Dreibein um die optische Achse z gewählt. Die optische Achse ist hierbei durch die Teilchenbahn eines Elektrons definiert, das mit Sollenergie ohne Steigung und Achsabstand in der Eintrittsebene des Strahlteilers startet. Die Entwicklung

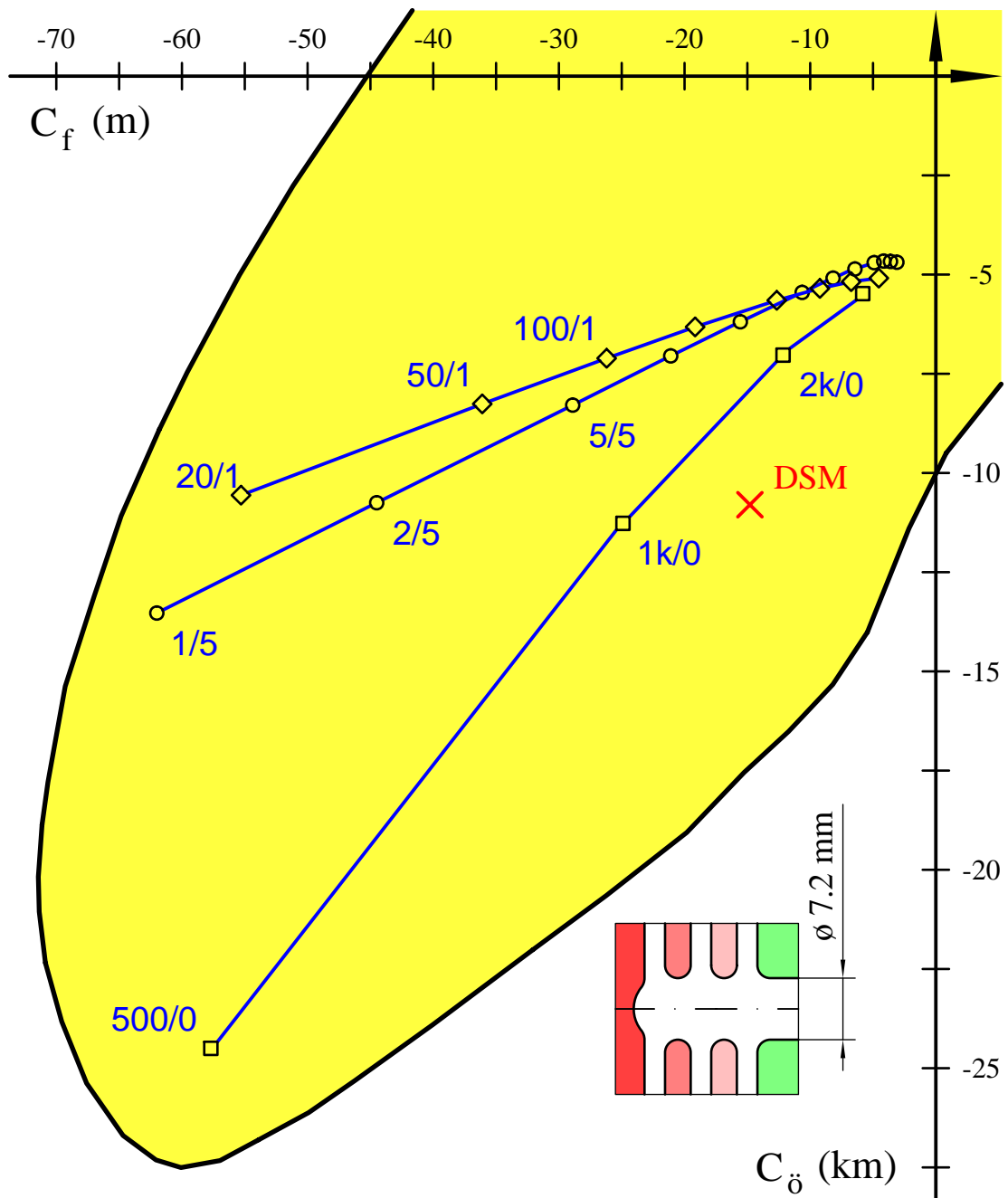


Abbildung 3.3: Variationsbereich für die Farb- und die Öffnungsfehlerkonstante des unten rechts gezeigten Tetrodenspiegels unter Einbeziehung der spiegelseitigen Feldlinse. Der Betrag der Vergrößerung ist eins, die Bildebene liegt stets an der Strahlteilerkante. Eine Eintragung der Form 20/1 bezeichnet die Spiegeleinstellung, mit der die Fehler des SMART-Objektivs für Elektronen einer Startenergie von $E_0 = 20$ eV bei einem elektrischen Feld von 1 kV/mm an der Probenoberfläche kompensiert werden. Ein Kreuz markiert die für das DSM-Objektiv notwendige Einstellung bei einem Arbeitsabstand von 4 mm.

des skalaren magnetischen Potentials hat in komplexer Schreibweise die Form

$$\psi(w, \bar{w}; z) = \sum_{\lambda=0, \mu=0}^{\infty} b_{\lambda\mu}(z) w^{\lambda} \bar{w}^{\mu} \quad . \quad (3.13)$$

Die Koeffizienten $b_{\lambda\mu}$ sind Funktionen der Multipolstärken $\Psi_n(z) = \Psi_{nc}(z) + i \Psi_{ns}(z)$. Sie sind durch eine aus der Laplacegleichung $\Delta\psi = 0$ stammende Rekursionsformel und den Verlauf der Multipolstärken längs der optischen Achse eindeutig festgelegt. Bei Systemen mit Einschnittsymmetrie tragen nur die Imaginärteile Ψ_{ns} zur Potentialentwicklung bei.

Die Bewegungsgleichung kann als

$$\begin{aligned} x'' + (a \Psi_{1s}^2 + b \Psi_{2s}) \cdot x - c \kappa \Psi_1 &= F_x \quad , \\ y'' - b \Psi_{2s} \cdot y &= F_y \end{aligned} \quad (3.14)$$

mit den Konstanten a , b und c geschrieben werden. Alle nichtlinearen Terme sind in F_x und F_y zusammengefaßt. Die Fundamentalbahnen sind durch die Dipolstärke Ψ_{1s} und Quadrupolstärke Ψ_{2s} bestimmt. Aus der Struktur der Bewegungsgleichung kann man ableiten, daß in y -Richtung nur durch Quadrupolfelder fokussiert werden kann. Die Fokussierung in x -Richtung erfolgt bereits durch das umlenkende Dipolfeld, dessen Wirkung durch einen im y -Schnitt fokussierenden Quadrupol abgeschwächt wird. Quadrupolfelder treten in magnetischen Systemen mit Einschnittsymmetrie auf, wenn stromführende Gräben im Polschuhmaterial von der optischen Achse nicht im rechten Winkel gekreuzt werden. Die Stärke des Quadrupolfeldes ist proportional zum Kotangens des Schnittwinkels und zur Änderung der magnetischen Feldstärke längs der z -Achse [27]. Die Lösung der linearisierten Bewegungsgleichung hat die Form

$$\begin{aligned} x^{(1)} &= \alpha x_{\alpha} + \gamma x_{\gamma} + \kappa x_{\kappa} \quad , \\ y^{(1)} &= \beta y_{\beta} + \delta y_{\delta} \end{aligned} \quad (3.15)$$

mit den axialen Bahnen x_{α} und y_{β} , den Feldbahnen x_{γ} und y_{δ} sowie der nur im xz -Schnitt auftretenden dispersiven Bahn x_{κ} . Die exakte Lösung kann wie auch beim Spiegel durch Iteration gewonnen werden. An die Stelle der Anfangsbedingungen α , β , γ und δ in Gleichung (3.15) treten Potenzreihen $c...$ in den Anfangsbedingungen und der relativen Energieabweichung κ mit z -abhängigen (Fehler-)Koeffizienten:

$$\begin{aligned} x(z) &= c_{\alpha}(z) x_{\alpha}(z) + c_{\gamma}(z) x_{\gamma}(z) + \kappa x_{\kappa}(z) \quad , \\ y(z) &= c_{\beta}(z) y_{\beta}(z) + c_{\delta}(z) y_{\delta}(z) \quad . \end{aligned} \quad (3.16)$$

Aufgrund der Mittelebenensymmetrie besteht die Einschränkung, daß die Exponentensumme von β und δ im xz -Schnitt gerade und im yz -Schnitt ungerade sein muß. Durch geeignete Linearkombination kann die Lösung außerhalb des Strahlteilers in

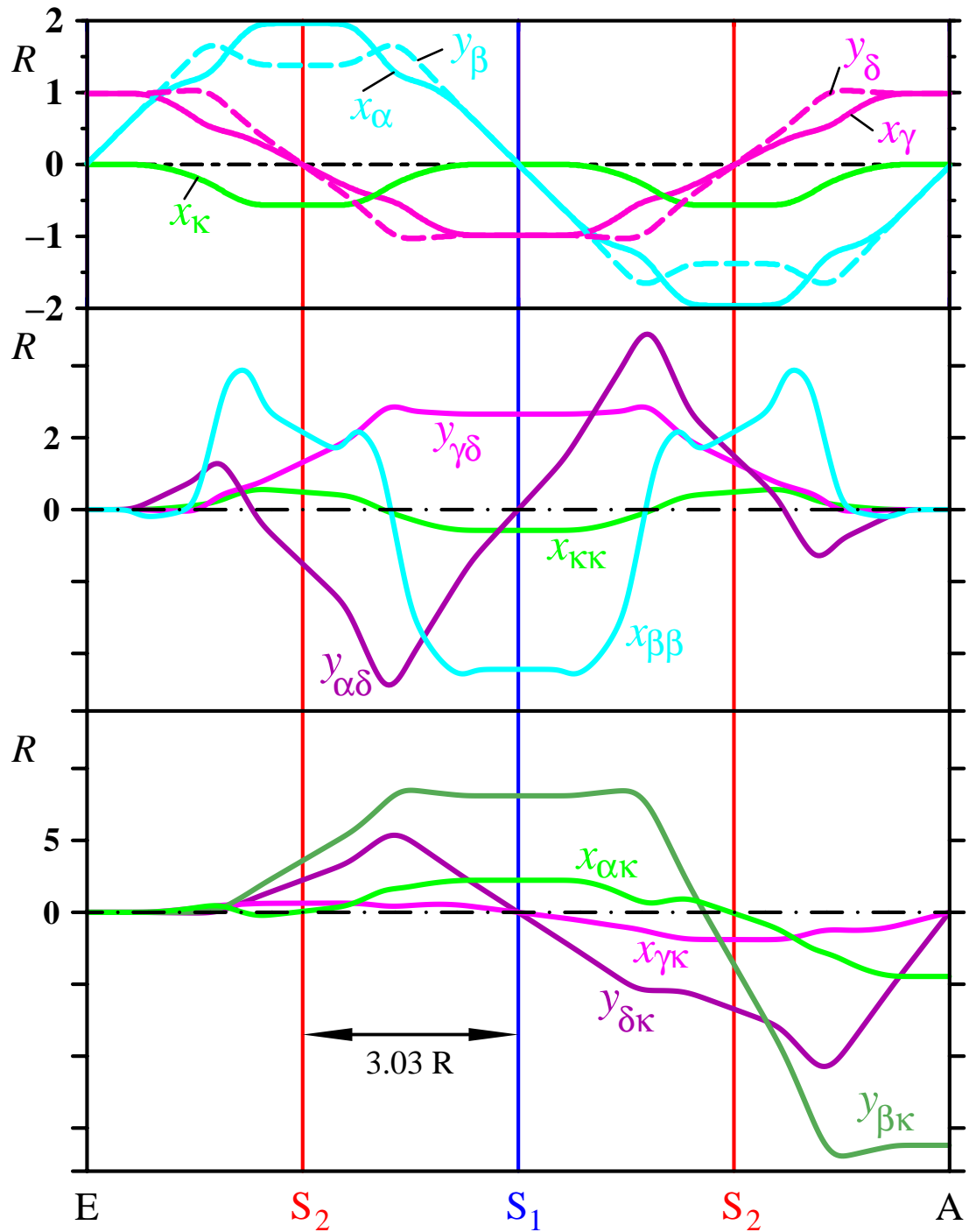
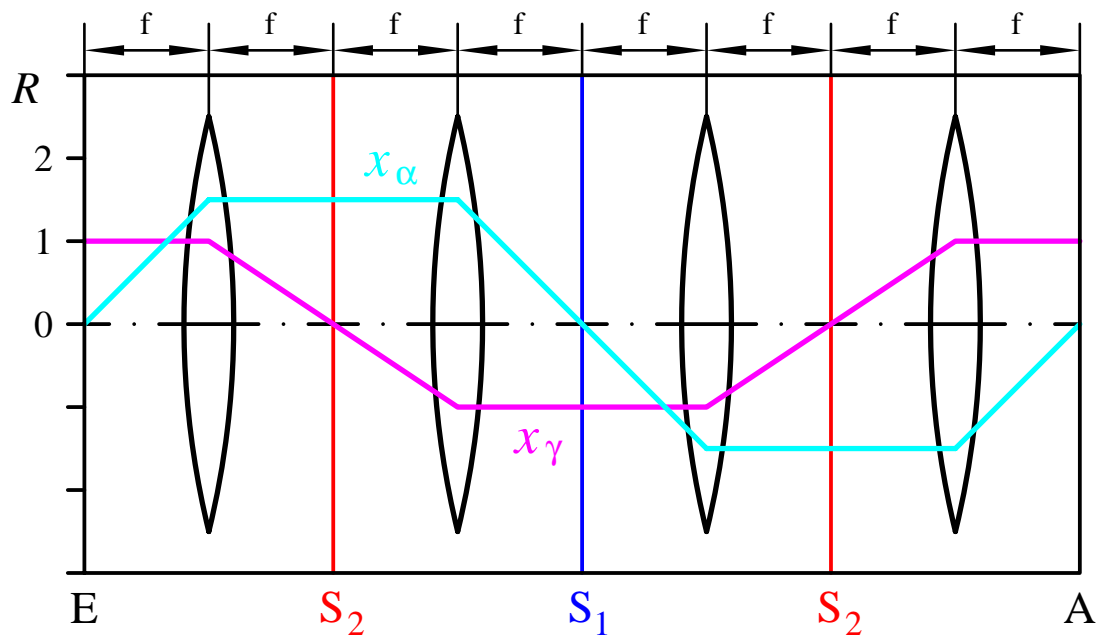


Abbildung 3.4: Fundamentalbahnen und ausgewählte Fehlerbahnen zweiter Stufe des Strahlteilers längs der abgewinkelten optischen Achse in Einheiten des Krümmungsradius $R = 18,55 \text{ mm}$. Eine Fehlerbahn ist hierbei das Produkt aus z -abhängiger Fehlerkonstante $C...$ und zugehöriger Fundamentalbahn.

die gleiche Form (3.8) wie beim Spiegel mit einer Fehlerentwicklung gemäß Gleichung (3.9) gebracht werden.

Die Fundamentalbahnen und die dispersive Bahn des im zweiten Kapitel auf Seite 14 gezeigten Strahlteilers mit einem Polschuhabstand von 7 mm sind in Abbildung 3.4 (oben) längs der abgewinkelten optischen Achse dargestellt. Die axialen Bahnen x_α und y_β sind punktsymmetrisch bezüglich der Ebene S_1 und achsensymmetrisch zu den Ebenen S_2 , während die Symmetriebedingungen für die Feldbahnen x_γ und y_δ gerade vertauscht sind. Der lineare Beitrag zur Dispersion ist schon nach einer Umlenkung um 45° kompensiert. Der doppelsymmetrische Verlauf der Fundamentalbahnen und der Multipolstärken zu den Symmetrieebenen S_1 und S_2 hat zur Folge, daß sämtliche (geometrischen) Fehlerkonstanten zweiter Ordnung und die Dispersionkoeffizienten ersten und zweiten Grades außerhalb des Strahlteilers identisch verschwinden. Im mittleren Abschnitt der Abbildung 3.4 sind einige zu den Fehlerkoeffizienten gehörige Fehlerbahnen als Funktion der Koordinate z gezeigt, die man als Produkt einer Fehlerkonstante $C...$ mit der zugehörigen Feldbahn erhält. Der untere Teil der Abbildung enthält die Fehlerbahnen erster Ordnung ersten Grades. Man erkennt, daß zwar die Farbfehler der Vergrößerung – repräsentiert durch $x_{\beta\kappa}$ und $y_{\delta\kappa}$ – in der Austrittsebene des Strahlteilers verschwinden, aber im xz - und yz -Schnitt unterschiedliche Werte für die Farbfehlerbahnen $x_{\alpha\kappa}$ und $y_{\gamma\kappa}$ übrig bleiben. Der unrunde Anteil des Farbfehlers kann durch den rotationssymmetrischen Spiegel nicht korrigiert werden. Aus der Tabelle in Abbildung 3.5 ist jedoch ersichtlich, daß der unrunde Anteil weniger als ein Prozent des Farbfehlers der Objektivlinse des „SMART“ bezogen auf die gleiche Ebene beträgt. Die Werte der Öffnungsfehlerbahnen in der Austrittsebene des Strahlteilers sind zwar in beiden Schnitten noch unterschiedlicher, aber selbst im yz -Schnitt liegt der Wert deutlich unter einem Promille des Öffnungsfehlers der Objektivlinse. Alle Fehlerkoeffizienten des Strahlteilers bis zur dritten Ordnung wurden mit dem Modell eines unendlich langen und tiefen Grabens endlicher Breite längs der abgewinkelten optischen Achse ausgewertet und bei der Auflösungsbestimmung berücksichtigt.

Die Abbildungsleistung des Strahlteilers bei einer einfachen 90° -Ablenkung ist dem einer 8f-Anordnung von Rundlinsen vergleichbar. Diese ist in Abbildung 3.5 (oben) mit schematischem Bahnverlauf gezeigt. Die vordere Brennebene E der ersten Linse wird mit Vergrößerung eins in die hintere Brennebene der vierten Linse übertragen. Wie aus der Gegenüberstellung der Farb- und Öffnungsfehlerkoeffizienten zu entnehmen ist, sind die Werte im xz -Schnitt für den Strahlteiler etwas günstiger, während im yz -Schnitt die Koeffizienten des Transferlinsensystems niedriger ausfallen. Der Strahlteiler wirkt im Strahlengang eines Mikroskops also fast wie ein Transferlinsensystem, wobei die Elektronen ohne Dispersion ersten und zweiten Grades um 90° umgelenkt werden. Die Unterschiede liegen in den unrunder Anteilen der Fehlerkonstanten des Strahlteilers und in den bei gerader Achse des Transferlinsensystems prinzipiell nicht auftretenden Dispersionskoeffizienten beliebigen Grades.



	Chromatische Fehler		Öffnungsfehler		
	$x_{\alpha\kappa}$	$y_{\beta\kappa}$	$x_{\alpha\alpha\alpha}$	$x_{\alpha\beta\beta} = y_{\beta\alpha\alpha}$	$y_{\beta\beta\beta}$
Strahlteiler	-83	-300	71	-380	5900
8f-Anordnung	-110	-110	830	830	830
Objektivlinse	-5×10^4	-5×10^4	2×10^7	2×10^7	2×10^7

(alle Angaben in Millimeter)

Abbildung 3.5: Vergleich der Abbildungsleistung des Strahlteilers mit einer 8f-Anordnung von vier magnetischen Rundlinsen. Für Bohrungsdurchmesser und Polschuhabstand wurden jeweils 10 mm angenommen. Zum Vergleich sind die auf die Zwischenbildebene bezogenen Werte der Objektivlinse des „SMART“ angegeben.

Vor der Fertigung der Polschuhplatten des Strahlteilers war noch zu klären, ob die Annahme eines unendlich tiefen Grabens für die Spulen gerechtfertigt ist, und zu welchen Abweichungen der gekrümmte, zweidimensionale Grabenverlauf in den Polschuhplat-

ten gegenüber dem Modell unendlich langer Gräben führt. Beide Fragen beantwortete H. Müller im Rahmen seiner Diplomarbeit. Er berechnete die endgültige Geometrie der Gräben in den Oberflächen der Polschuhplatten.

Der Verlauf des magnetischen Potentials über einen Graben hinweg nähert sich sehr schnell dem Verlauf für das Modell eines unendlich tiefen Grabens [18]. Dies gilt selbst dann, wenn man voraussetzt, daß die Spule mit der Grabenoberkante abschließt, also Grabentiefe und Spulenhöhe übereinstimmen. Bei einem Polschuhabstand und einer Grabenbreite von jeweils 7 mm sind bereits ab einer Grabentiefe von 4 mm keine relevanten Abweichungen zum Modell des unendlich tiefen Grabens feststellbar. Dies hat zur Folge, daß die Elektronenoptik des Strahlteilers maßgeblich durch die Grabenkannten definiert ist. Hierauf ist also bei Konstruktion und Fertigung besonders zu achten. Ein erfreulicher Nebeneffekt ist, daß die exakte Lage jeder Spulenwindung keinen Einfluß auf die Abbildungseigenschaften hat. Eine elektrische Feinjustierung des Potentialverlaufs kann auf einer Skala von einigen wenigen hundertstel Millimetern durch einlagige Justierspulen erreicht werden, die mit der Polschuhoberfläche abschließen.

Die semianalytische Feldberechnung unter Berücksichtigung der Grabenverläufe im Polschuhmaterial beruht auf der Verwendung geladener Dipolschichten auf den Oberflächen beider Polschuhplatten. Die Ladungsdichte zwischen zwei Gräben ist durch den vorgegebenen Krümmungsradius $R = 18,55$ mm in den homogenen Feldbereichen festgelegt. Den Verlauf der Ladungsdichte über einen Graben hinweg bestimmt das zugrunde gelegte Grabenmodell. Aufgrund der hohen Permeabilität ($\mu_r \approx 200\,000$) des Polschuhmaterials sind dessen Oberflächen in sehr guter Näherung Äquipotentialflächen des magnetischen skalaren Potentials ψ . Diese zusätzliche Bedingung kann durch sukzessives Spiegeln der Dipolschichten an der jeweils weiter entfernt liegenden Polschuhplatte erfüllt werden. Zur numerischen Auswertung wurde zum einen die Konvergenz der unendlichen Reihe durch ein Extrapolationsverfahren beschleunigt, zum anderen konnte eine Integration über die zweidimensionale Ladungsdichteverteilung unter Ausnutzung des Stokesschen Integralsatzes analytisch ausgeführt werden. Die exakte, durch Geraden und Kreissegmente definierte Geometrie der Gräben wurde durch Trapeze approximiert.

Die auf diese Weise ermittelten Grabenverläufe weichen in der Umgebung der Schnittpunkte mit der optischen Achse um weniger als 10 μm in der Position und um maximal 4 mrad im Winkel von den Verläufen ab, die unter Annahme unendlich langer Gräben bestimmt wurden. Während die laterale Abweichung in der Größenordnung der Fertigungsgenauigkeit und der Einflußnahme durch die Justierspulen liegt, ist die Winkelabweichung kritischer zu beurteilen, zumal die Fokussiereigenschaften des Strahlteilers im yz -Schnitt allein durch diese Winkel festgelegt sind. Dieses Ergebnis zeigt, daß die genauere Feldberechnung notwendig ist, wenn man auf spezielle Quadrupolwicklungen zur Korrektur ungenau berechneter Kantenneigungen verzichten will. Der Verlauf der Multipolstärken und der Fundamentalbahnen und damit auch der Fehler-

konstanten bleibt hiervon jedoch nahezu unberücksichtigt. Die Abweichungen von den in Abbildung 3.4 gezeigten Bahnverläufen liegt weit unterhalb der Strichstärke.

3.3.3 Auflösungsbestimmung

Zur Bestimmung der Auflösung wurden zwei Verfahren angewendet. Eine gute und einfache Näherung erhält man dadurch, daß die Fläche des Beugungsscheibchens so bestimmt wird, daß sie der Summe der Flächen aller Fehlerscheibchen entspricht:

$$r_b^2 = \left(\frac{0,61 \lambda}{\omega_{max}} \right)^2 \stackrel{!}{=} \sum_{\substack{a+b+k > 0 \\ a, b, c, d, k \geq 0}} (\omega_{max}^{a+b} \rho_{max}^{c+d} \kappa_{max}^k)^2 |C_{\omega^a \bar{\omega}^b \rho^c \bar{\rho}^d \kappa^k}|^2 \quad . \quad (3.17)$$

Hierbei bezeichnet ω_{max} den Aperturblendenöffnungswinkel, ρ_{max} die Größe des Bildfeldes und κ_{max} die maximal auftretende relative Energieabweichung. Durch die Bedingung $a + b + k > 0$ werden alle Terme aus der Fehlerentwicklung ausgespart, die zu einer reinen Verzeichnung des Bildes führen. Diese Methode zur Auflösungsbestimmung wurde in der Dissertation von D. Preikszas durchgängig verwendet. Dabei können die einzelnen Teilsysteme unter Berücksichtigung von Verkipfung und Versatz relativ zueinander zu einem Gesamtsystem zusammengefügt werden. Dieses Verfahren liefert unter anderem die im Abschnitt 3.3.4 angegebenen Justiertoleranzen.

Eine genauere Methode zur Ermittlung der Auflösung sind *Punktdiagramme* [18]. Hierzu erzeugt man ein statistisches Ensemble von Elektronen in einer Anfangsbildebene mit Anfangsbedingungen $|\omega| \leq \omega_{max}$, $|\rho| \leq \rho_{max}$ und $|\kappa| \leq \kappa_{max}$. In das Punktdiagramm trägt man für jedes Elektron die durch die Fehlerkoeffizienten hervorgerufene laterale Abweichung vom idealen Gaußschen Bildpunkt ein. Die so entstandene Punktwolke gibt einerseits einen guten visuellen Eindruck über die Auswirkung der Abbildungsfehler, andererseits können Punkt- und Kantenauflösungen leicht über die Ausdehnung von Bereichen definiert werden, in denen ein gewisser Anteil der Punkte zu liegen kommt. Zur Bestimmung der Kantenauflösung im Rahmen dieser Arbeit wurde in der Regel ein Anstieg von 15 % auf 85 % der Intensität des Rastersondenflecks als Kriterium gewählt.

Bei der Berechnung von Punktdiagrammen kann die Wirkung parasitärer Fehler leicht durch Hinzufügen oder Verändern einzelner Fehlerkoeffizienten simuliert werden. So berücksichtigt man eine Störung der inneren Symmetrie des Strahlteilers dadurch, daß von den symmetriekorrigierten Fehlerkoeffizienten in der Austrittsebene des Strahlteilers ein gewisser Prozentsatz ihres Maximalwerts innerhalb des Strahlteilers übrig bleibt. Einen Vergleich der Kantenauflösungen des idealen mit einem um 10 % asymmetrischen Strahlteiler zeigt Tabelle 5.4 auf Seite 82.

Die Korrektur des Farb- und Öffnungsfehlers der Objektivlinse durch den Spiegelkorrektor ermöglicht in den verschiedenen Betriebsmodi bei einer festen Blende Ortsauflösungen zwischen 1 nm und 1,5 nm bei einer Breite des Energiefensters am Energiefilter von bis zu 1 eV. Erhöht man den Blendenöffnungswinkel auf das Vierfache, was einer Steigerung der Intensität um einen Faktor 16 entspricht, so können ab Startenergien der Elektronen von 100 eV am Objekt immer noch Auflösungen unter 5 nm erzielt werden. Das abbildende Energiefilter erlaubt Energieauflösungen bis zu 0,1 eV.

Am derzeit besten kombinierten PEEM/LEEM, dem SpeLEEM (spectroscopic photoemission and low-energy electron microscope) aus Clausthal, wurden Kantenauflösungen nach dem 15 %/85 %–Kriterium von 10 nm im LEEM–Modus und 22 nm im PEEM–Modus [28] nachgewiesen. Das halbkugelförmige Energiefilter weist eine Energieauflösung von 0,5 eV auf. Die reduzierte Auflösung im PEEM–Betrieb liegt vor allem an den längeren Bildaufnahmezeiten aufgrund des ungünstigeren Signal–Rausch–Verhältnisses. Reine Photoemissions–Elektronenmikroskope erreichen Ortsauflösungen zwischen 20 nm und 130 nm [29, 30, 31, 32].

3.3.4 Genauigkeits- und Stabilitätsanforderungen

Die hohe Ortsauflösung von 1 nm kann nur erreicht werden, wenn (1.) der Gesamtaufbau und der Justierzustand während der Aufnahmezeit eines Bildes ausreichend stabil ist, (2.) die einzelnen Komponenten zueinander genau genug mechanisch vor- und durch Ablenkelemente elektrisch feinjustiert werden können, und (3.) die interne Fertigungsgenauigkeit jeder Komponente ausreicht, um die hohen elektronenoptischen Anforderungen zu erfüllen.

Sämtliche Toleranzen für den Korrektor und die Objektivlinse wurden von D. Preikszas unter der Annahme abgeschätzt, daß jede Abweichung vom Idealzustand höchstens eine zusätzliche Unschärfe von 0,25 nm im Bild bewirkt. Unter Berücksichtigung der im Gerät vorhandenen Ablenkelemente müssen die einzelnen Komponenten (Objektivlinse, Feldlinsen und Elektronenspiegel) mechanisch relativ zum Strahlteiler längs der optischen Achse auf $\Delta z = 2$ mm genau positioniert werden. Die Anforderungen an den lateralen Versatz sind für Spiegel und Objektivlinse mit $\Delta \rho = 1,4$ mm moderat, während die Achsen der Feldlinsen um höchstens $\Delta \rho = 0,25$ mm zur optischen Achse des Strahlteilers versetzt sein dürfen. Eine Verkipfung von Objektivlinse und Spiegel um $\Theta = 30$ mrad ist zulässig, während sie für die Feldlinsen doppelt so groß sein darf.

Die mechanischen Stabilitätsanforderungen nach der Justierung des Systems mit Hilfe der Ablenkelemente sind um etwa drei Größenordnungen höher. Sie liegen für den lateralen Versatz bei 0,1 μm , für eine Verschiebung längs der optischen Achse zwischen 7 μm und 85 μm und für Verkipfungen bei etwa 0,1 μrad .

Die Fertigungsgenauigkeit der Strahlteilerkanten sollte deutlich unter der Grenze liegen, die mit den Justierspulen an den Grabenoberkanten ausgeglichen werden kann. Dies bedeutet, daß die zulässigen Abweichungen in der Position unter $20\text{ }\mu\text{m}$ und im Winkel unter 1 mrad liegen müssen. Je genauer die Kanten gefertigt werden, desto einfacher sollte die Handhabung und Justierung des Strahlteilers sein. Zur Vermeidung von lokalen Schwankungen im Dipolfeld ist eine Oberflächenrauigkeit von unter $10\text{ }\mu\text{m}$ und eine ebenso gute Planparallelität bei einem möglichst exakten Plattenabstand von 7 mm anzustreben.

Die internen Genauigkeiten der Feldlinsen sind mit etwa $0,1\text{ mm}$ unkritisch. Deutlich höher liegen die Anforderungen an die Objektivlinse und den Elektronenspiegel. Abweichungen, die die Rotationssymmetrie nicht verletzen (beispielsweise ein falscher Elektrodenabstand) können durch leicht veränderte Erregung ausgeglichen werden und sind bis zu $0,1\text{ mm}$ tolerabel. Die Rotationssymmetrie innerhalb der einzelnen Komponenten muß jedoch um mindestens eine Größenordnung genauer gewährleistet sein.

Strom- und Spannungsschwankungen haben in rotationssymmetrischen Systemen im wesentlichen eine Defokussierung zur Folge, die eine Unschärfe des Bildes in einer festen Ebene bewirkt. Außerdem sind die Fehlerkoeffizienten in der Fehlerentwicklung (3.9) von der Erregung der Elemente abhängig. Beim Strahlteiler und bei den Ablenkelementen führen elektrische Instabilitäten vor allem zu Veränderungen in Austrittsposition und -winkel, die sich im System fortpflanzen und zu Kombinationsfehlern führen. Zusätzliche Unschärfen im Bild bleiben unter $0,25\text{ nm}$, wenn die relativen Genauigkeiten des Objektivlinsenstroms und der Hochspannungen an Objektivlinse und Spiegel 10^{-6} betragen. Die relativen Anforderungen an die Spulenströme des Strahlteilers liegen oberhalb von 10^{-5} , während für die Versorgung der Ablenkelemente teilweise Stabilitäten von $2 \cdot 10^{-6}$ erforderlich sind. Bei den Spannungsversorgungen der Feldlinsen ist eine relative Stabilität von 10^{-4} ausreichend.

Aufgrund der großen Zahl (≈ 100) an Strom- und Spannungsquellen zur Versorgung der Ablenkelemente war aus Platz- und Kostengründen ein modularer Aufbau der Quellen in Eigenarbeit notwendig. Diese Arbeit erledigte D. Preikszas vom Schalungsentwurf über den Aufbau bis hin zur Computeransteuerung.

Wegen der großen Länge der abgewickelten optischen Achse von etwa 2 m ist im Endgerät größter Wert auf gute magnetische Abschirmung zu legen. Magnetische Streufelder müssen auf $|B_{\text{Streu}}| < 8 \cdot 10^{-11}\text{ T}$ gedämpft werden.

Kapitel 4

Mechanischer Aufbau des Spiegelkorrektors

Aus den elektronenoptischen Berechnungen folgen relativ hohe Anforderungen an die mechanische Genauigkeit der einzelnen Komponenten des Spiegelkorrektors. Sie sind im Abschnitt 3.3.4 zusammengefaßt. Bei der Konstruktion sollten die dort angegebenen Obergrenzen nach Möglichkeit deutlich unterschritten werden. Durch die Anwendung des Mikroskops in der Oberflächenphysik muß als weitere Randbedingung die Ultrahochvakuum-Tauglichkeit des Geräts gewährleistet sein. Hierdurch ist die Materialwahl im wesentlichen auf Metalle mit nicht zu niedrigem Dampfdruck und auf spezielle Keramiken eingeschränkt. Bei sämtlichen Verbindungen ist darauf zu achten, daß keine eingeschlossenen Volumina entstehen. Außerdem muß das Gerät mit einer Temperatur von mindestens 150 °C ausheizbar sein, um den gewünschten Enddruck von weniger als 10^{-10} hPa an der Probe zu erreichen. Hierbei müssen neben der Temperaturfestigkeit auch die unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten der verschiedenen Materialien berücksichtigt werden.

Die Elektronenoptik stellt zusätzlich harte Anforderungen an die magnetischen Eigenschaften der Materialien. In der direkten Umgebung des Strahls sind mit Ausnahme von erwünschtem hochpermeablen Polschuhmaterial magnetische oder magnetisierbare Werkstoffe zu vermeiden. Dies schränkt insbesondere die Auswahl an Stählen erheblich ein. Die Polschuhmaterialien sollten sich durch eine möglichst hohe und homogene Permeabilität auszeichnen und eine geringe Koerzitivfeldstärke aufweisen. Schließlich muß das gesamte Gerät nach außen gegen magnetische Streufelder doppelwandig abgeschirmt werden. Im Strahlbereich dürfen zur Vermeidung von Aufladungen nur leitfähige Werkstoffe verwendet werden. Damit sind Materialien mit nichtleitenden Oxiden (beispielsweise Aluminium) ausgeschlossen.

4.1 Strahlteiler

Der Strahlteiler ist in einem stabilen Rahmen aus Edelstahl auf präzisen Auflagen beweglich gelagert, um unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten von Rahmen- und Polschuhmaterial auszugleichen. Der Rahmen dient gleichzeitig als Vakuumkammer und definiert die Schnittstellen zu den anderen Baugruppen durch geeignete Passungen. Die Vakuumdose zwischen den Polschuhplatten besteht aus sauerstofffreiem Kupfer und ist am Rahmen mit Membranbälgen befestigt.

4.1.1 Polschuhplatten und Spulen

Die Polschuhplatten des Strahlteilers sind aus VACOPERM 100 gefertigt. Dies ist wie Mu-Metall eine Nickel-Eisen-Legierung mit einem Nickelanteil von 72 % bis 83 %. Gegenüber Mu-Metall oder dem oft als Polschuhmaterial verwendeten PERMENORM zeichnet sich VACOPERM 100 durch eine höhere Permeabilität bei gleichzeitig geringerer Koerzitivfeldstärke aus (siehe Tabelle 4.1). Die niedrigere Sättigungsinduktion spielt bei einer maximalen magnetischen Flußdichte von 20 mT im Strahlteiler keine Rolle. Nach spanabhebender Bearbeitung ist zur Sicherstellung der magnetischen Eigenschaften eine Schlußglühung für mehrere Stunden unter Wasserstoffatmosphäre bei Temperaturen von über 1100 °C notwendig.

Werkstoff	relative Permeabilitätszahl μ_r	statische Koerzitivfeldstärke (A/cm)	Sättigungs- induktion (T)
VACOPERM 100	60 000	0,015	0,78
Mu-Metall	200 000	0,020	0,80
PERMENORM 5000	15 000	0,030	1,60

Tabelle 4.1: Zusammenstellung von Materialeigenschaften spezieller hochpermeabler Werkstoffe. Die Daten sind der Firmenschrift FS – M 7 der Vakuum-schmelze GmbH (Hanau) entnommen.

Dies bedeutet für die Fertigung, daß die Polschuhplatten nach spanabhebender Vorbearbeitung (Fräsen und Bohren) der Schlußglühung zu unterziehen sind. Bei so hohen Temperaturen ist ein Glühverzug im Bereich von einigen zehntel Millimetern unvermeidlich, der nachträglich durch Funkenerosion und Schleifen ausgeglichen wird. Nur so sind die Anforderungen an die mechanische Genauigkeit von einem hundertstel Millimeter bei guten magnetischen Eigenschaften zu gewährleisten.

Jede Polschuhplatte des Strahlteilers ist auf einer Grundplatte mit hierauf verschraub-

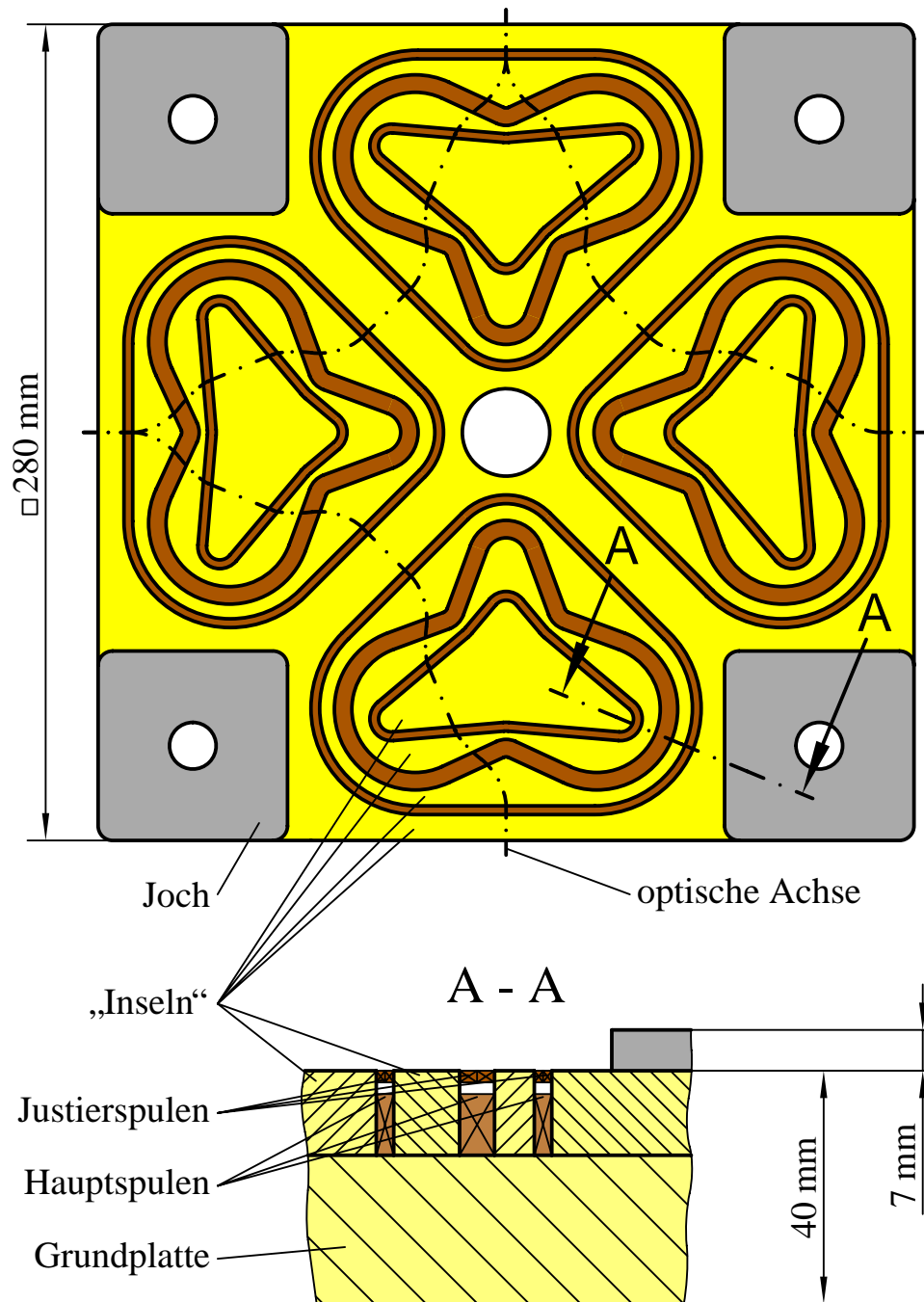


Abbildung 4.1: Aufsicht auf eine Polschuhplatte des Strahlteilers mit Schnitt durch die Gräben der felderzeugenden Spulen. Der Schnitt ist um einen Faktor 2 vergrößert dargestellt.

ten „Inseln“ aufgebaut, zwischen denen die felderzeugenden Spulen eingelassen sind (vergleiche Abbildungen 4.1 und 4.2). Mit der Funkendrahterosion erreicht man eine Genauigkeit der Kantenverläufe einer „Insel“ von 3 μm bis 5 μm . Die Einzelteile sind in der Grundplatte durch Paßstifte auf 10 μm genau positioniert. Der Abstand der beiden Polschuhplatten wird durch vier Joche festgelegt, während die relative Position der beiden Platten zueinander durch vier Stifte auf 10 μm sichergestellt wird. Die Oberflächenrauigkeit nach dem Schleifen der montierten Polschuhplatten liegt unter 2,5 μm . Die Planparallelität der Platten ist durch die Jochhöhen von $(7 \pm 0,005)$ mm ausreichend genau bestimmt.

Mit Senkerodieren der Polschuhplatten in einem Arbeitsgang hätte man zwar geringfügig genauere Kantenverläufe an der Plattenoberfläche erreicht, dies aber durch eine Verjüngung der Spulengräben um einige zehntel Millimeter erkauft. Hierdurch wird das Einsetzen der konvex–konkaven Spulen unnötig erschwert.

Die Spulen wurden von R. Spehr mit speziellen Wickel- und Preßvorrichtungen angefertigt und mit Hochtemperatur–Epoxidharz vergossen. Der Draht der Hauptspulen hat einen rechteckigen Querschnitt von 0,35 mm x 0,95 mm. Nur so ist das Wickeln mehrlagiger, freitragender, konkav–konvexer Spulen überhaupt möglich. Außerdem liegt der Füllfaktor mit 90 % deutlich über den Werten, die mit rundem Drahtquerschnitt erreicht werden können. Die einlagigen Justierspulen bestehen aus zwei Teilspulen, um sowohl den Stromschwerpunkt als auch den Gesamtstrom beeinflussen zu können. Alle verwendeten Werkstoffe haben eine Temperaturbeständigkeit von über 200 °C.

4.1.2 Rahmen des Strahlteilers und Vakuumdose

Der Rahmen des Strahlteilers stellt die Verbindung der umgebenden Komponenten mit dem Strahlteiler her (siehe Abbildung 4.3). Die mechanische Stabilität ist durch vier verschweißte Platten aus nicht magnetisierbarem Edelstahl einer Dicke von 30 mm gewährleistet, die in Abbildung 4.4 zu sehen sind. In den Seitenwänden sind Flanscheinsätze befestigt, die zueinander auf $\pm 0,1$ mm in allen drei Raumrichtungen ausgerichtet sind. Die Flanscheinsätze selbst sind präzise Drehteile mit Passungen zur Aufnahme der Feldlinsen und zur Ankopplung der anderen elektronenoptischen Bauelemente. Sie bilden gleichzeitig die Trennwand zwischen dem evakuierten Strahlbereich und der Umgebung. Nach außen weisen sie einen Standard–Ultrahochvakuum–Flansch DN 150 CF auf.

Die Flanscheinsätze definieren somit die Lage der idealen optischen Achse. Der Strahlteiler muß relativ hierzu mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1$ mm positioniert werden. Dies gelingt problemlos durch Verschieben des Strahlteilers auf den Auflageflächen, deren Höhe mit $\pm 0,02$ mm ausreichend genau garantiert ist. Die Passungen zur Zentrierung

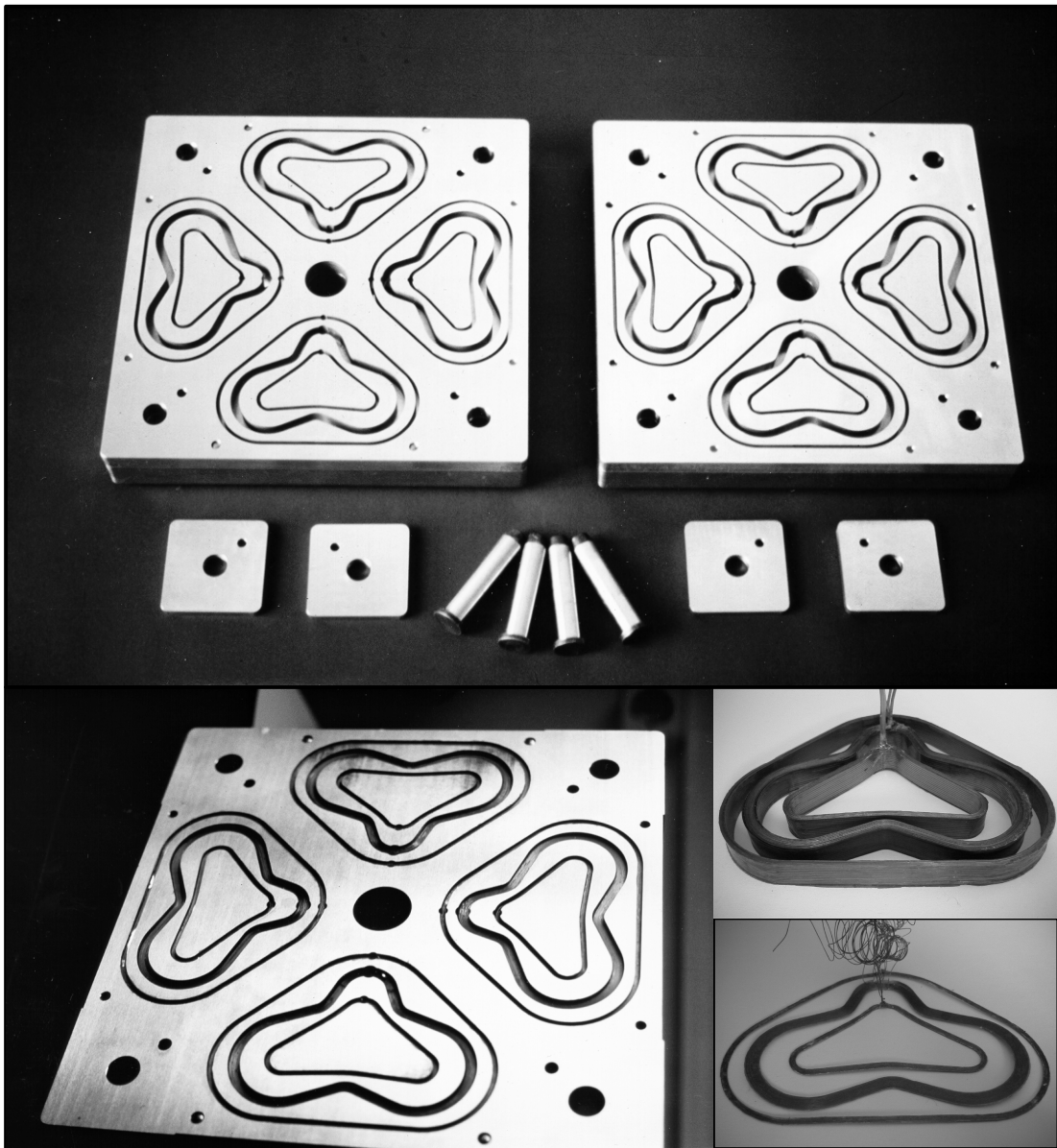


Abbildung 4.2: Aufnahmen vom Strahlteiler. Oben: Strahlteilerplatten mit Jochen und Stiften. Unten links: mit Hauptspulen bestückte Strahlteilerplatte. Unten rechts: Sätze von Hauptspulen (oben) und Justierspulen (unten).

der Feldlinsen und deren Außendurchmesser sind auf $\pm 0,02$ mm gefertigt. Den Elektronenspiegel und die Multipole verbindet ein Befestigungsrohr mit einer Wandstärke von 10 mm direkt mit dem spiegelseitigen Flanscheinsatz (vergleiche Abbildung 4.5), was deren Lage relativ zur optischen Achse auf etwa 0,1 mm festlegt. Die Elektronenquelle und das Transferlinsensystem werden durch Zentrieransätze an den äußeren Flanschen justiert, während zur Positionierung der Objektivlinse geeignete Lehren zur Verfügung stehen.

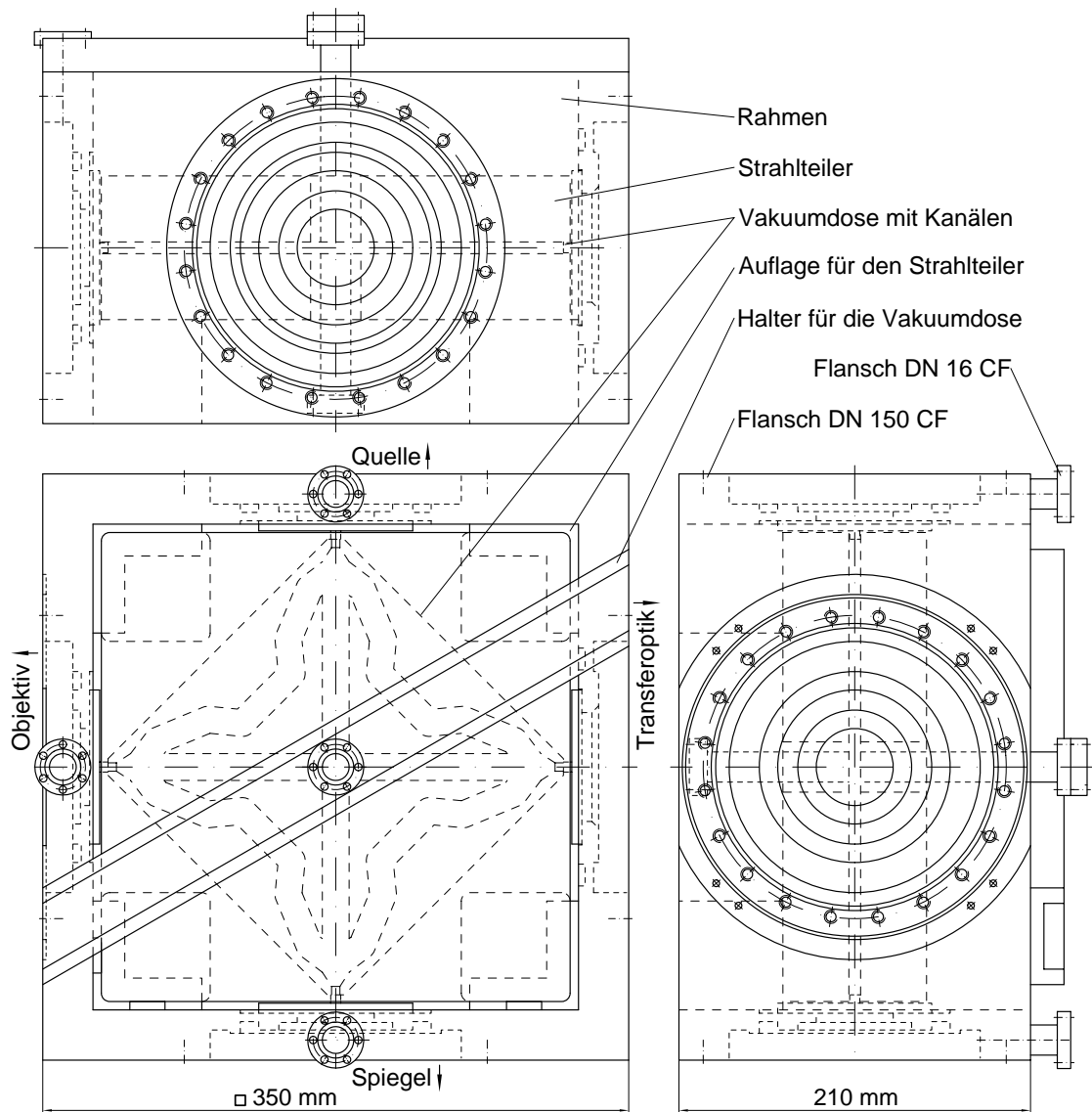


Abbildung 4.3: Übersichtszeichnung vom Strahlteilerrahmen mit eingebauten Polschuhplatten. Der Rahmen dient gleichzeitig als Vakuumkammer. Zwischen den Polschuhplatten befindet sich eine Vakuumdose aus Kupfer, die mit Membranbälgen am äußeren Rahmen befestigt ist.

Zwischen den Strahlteilerplatten befindet sich eine Vakuumdose mit einer Bauhöhe von lediglich 6,6 mm. Die Strahlteilerplatten mit einem Plattenabstand von 7 mm können so geringfügig in der Höhe justiert werden. Die Vakuumdose besteht aus zwei symmetrischen Hälften. In beide Hälften sind im Bereich der optischen Achse und in gerader Verbindungslinie gegenüberliegender Flansche Kanäle einer Tiefe von 2 mm und einer Breite von 16 mm gefräst. Die beiden Hälften wurden zusammen mit vier

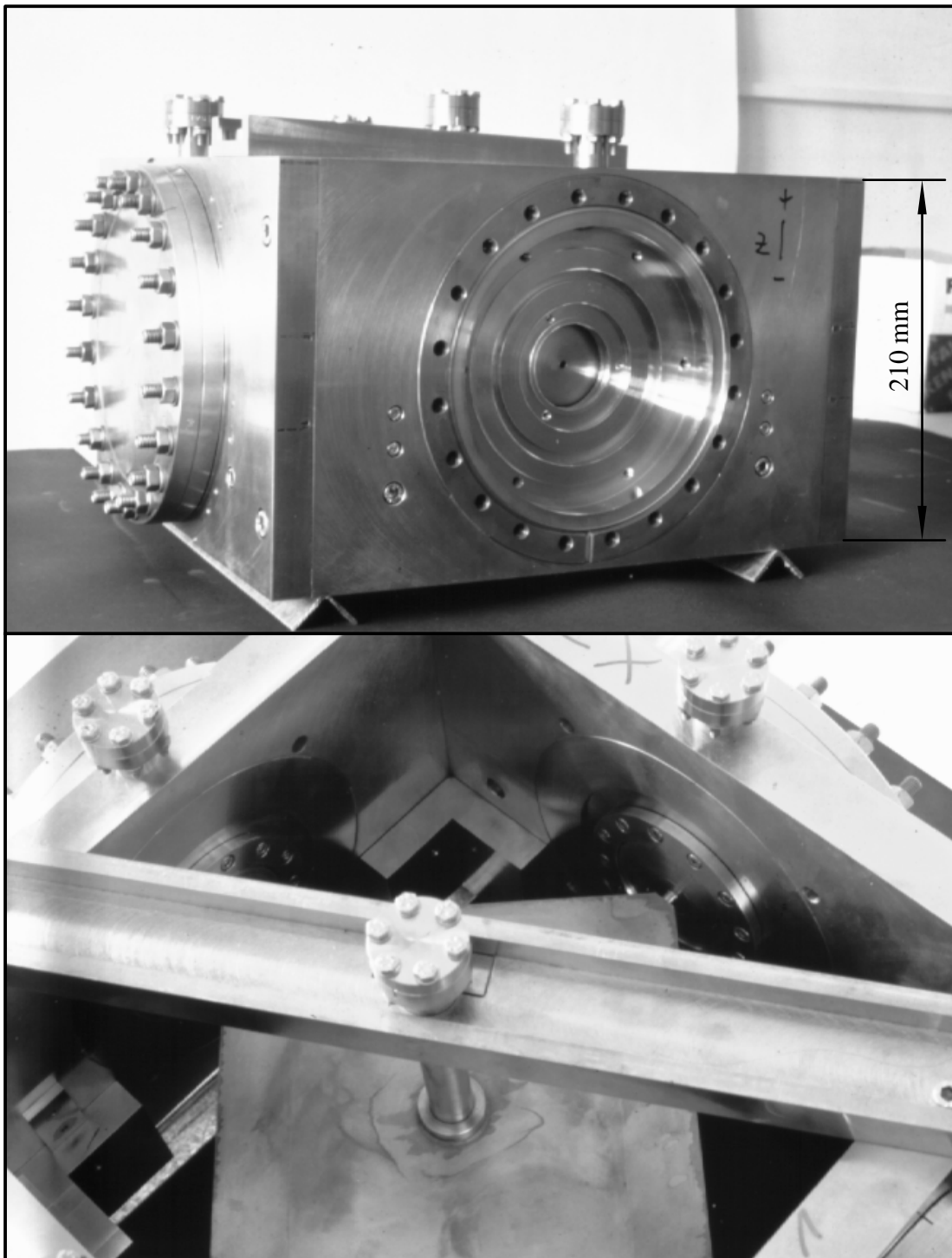


Abbildung 4.4: Fotografien vom Strahlteilerrahmen. Im oberen Bild ist im Vordergrund der spiegelseitige Flansch zu sehen. Im unteren Bild kann man die Vakuumdose aus Kupfer mit Membranbälgen und oberem Pumpstutzen sowie die Auflageflächen für den Strahlteiler gut erkennen.

Membranbälgen in den Ecken und zwei Pumpstutzen im Zentrum der Vakuumdose mit unmagnetischem Silberlot hartgelötet. Die Membranbälge gleichen die unterschiedliche thermische Ausdehnung des Rahmens aus Edelstahl und der aus sauerstofffreiem Kupfer angefertigten Vakuumdose beim Ausheizen aus. Die Endstücke der Bälge sind mit speziellen Aluminiumdichtungen mit den Flanscheinsätzen vakuumdicht verschraubt. Der obere Pumpstutzen wird gleichzeitig zur Fixierung der Vakuumdose genutzt, um die (weiche) Kupferdose und die Bälge mechanisch zu entlasten.

4.2 Feldlinsen und Elektronenspiegel

Zur Fertigung der elektrostatischen Feldlinsen und des Tetrodenspiegels standen zwei Verfahren zur Auswahl, die sich bei zwei Projektpartnern zum Bau elektrostatischer Linsen bewährt haben. Bei der ersten Methode werden die Elektroden auf Keramikrohre aufgeschrumpft, während bei der zweiten Methode je zwei Elektroden durch drei Keramikugeln voneinander isoliert werden. Das zweite Verfahren erschien technologisch einfacher beherrschbar. Außerdem erlaubt es etwas geringere Bauhöhen für eine Linse. Dies ist insbesondere bei den Feldlinsen von Bedeutung, da das Zentrum der Linsen möglichst dicht an einer Zwischenbildebene (an den Strahlteilerkanten) liegen soll.

Ein gut erprobtes Elektrodenmaterial ist Titan. Es bestehen keine Probleme mit magnetischen Einschlüssen, und die meisten Titanoxide sind leitfähig. Die zur Isolation verwendeten Präzisionskugeln aus Aluminiumoxid sind porenfrei. Die Abweichungen vom Nenndurchmesser und die Sphärizität der Kugeln liegen bis zu Durchmessern von 25 mm unter 3 μm . Zur überschlägigen Dimensionierung der Kugelgröße kann die Faustformel verwendet werden, daß der Durchmesser in Millimetern mindestens der maximalen Potentialdifferenz zwischen den zwei Elektroden in Kilovolt entsprechen sollte. Damit liegt der Spannungsabfall pro Längeneinheit auf der Kugeloberfläche unter 1,3 kV/mm, wenn man ein Viertel des Kugelumfangs als Isolationsstrecke ansetzt. Bei der Konstruktion ist weiterhin darauf zu achten, daß die Kugeln zur optischen Achse hin abgedeckt angebracht sind, um Aufladungseffekte zu vermeiden.

Die Herstellung einer Linse (oder des Elektronenspiegels) erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst werden die Elektroden vorbearbeitet und die Senkungen für die Kugeln angebracht. Die Linse wird dann mit gehärteten Stahlkugeln vergleichbarer Genauigkeit zusammengebaut. Mit einer hydraulischen Presse prägt man den endgültigen Sitz der Kugeln in die Senkung ein. Hierdurch ist die Lage der Elektroden zueinander festgelegt. Nach dem Pressen bringt man die einzelnen Elektroden der Linse in einer Aufspannung in der Drehmaschine von einer Seite her auf ihr Endmaß. Zum Schluß wird die Rückseite jeder Elektrode einzeln nachgearbeitet. Die Benutzung spezieller

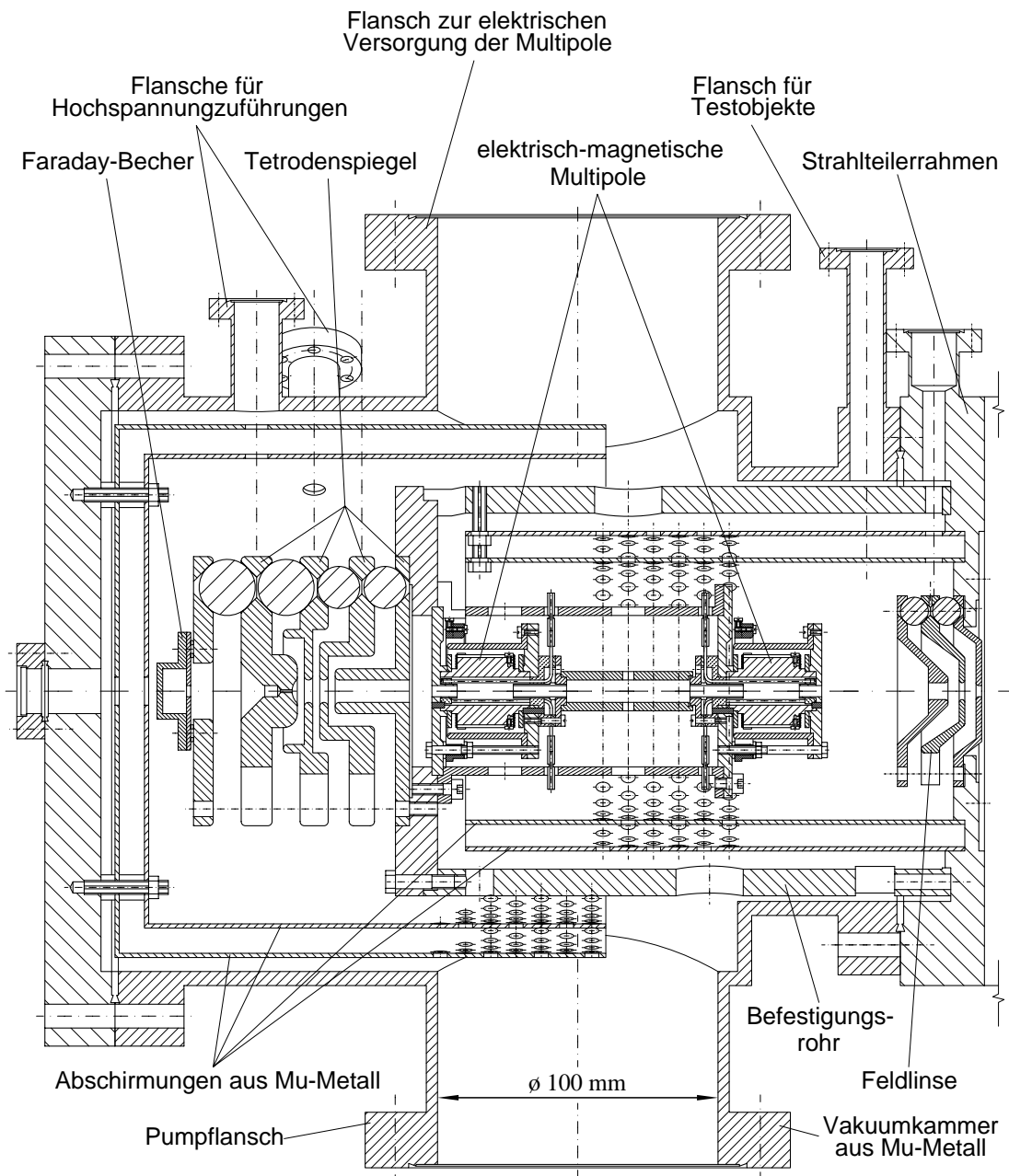


Abbildung 4.5: Gesamtansicht vom Tetrodenspiegel, den Multipolen und einer Feldlinse sowie den magnetischen Abschirmungen und der Vakuumkammer aus Mu-Metall. Zwischen den Multipolen und der Feldlinse besteht ein direkter Zugang zur optischen Achse. Hier kann beispielsweise ein Testobjekt in den Strahlengang eingebracht werden. Die Hochspannungszuführung zu den Spiegelelektroden erfolgt in gerader Linie über geeignet angebrachte Flansche.

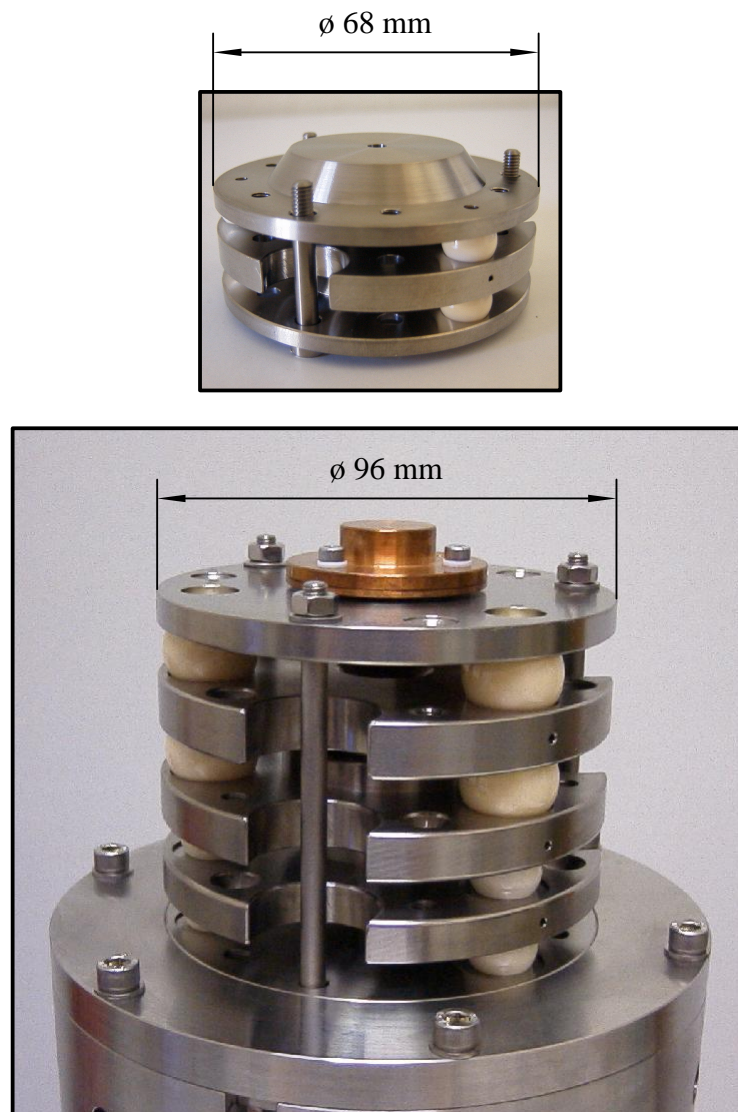


Abbildung 4.6: Feldlinse und Elektronenspiegel. Beide Elemente sind nach dem gleichen Prinzip aufgebaut. Die Isolation und die Positionierung der Elektroden wird von je drei hochpräzisen Keramikkugeln gewährleistet.

Futter ermöglicht es, die Maschinengenauigkeit (unter 10 μm) einer konventionellen Drehmaschine unvermindert an die Linse weiterzugeben.

Die Feldlinsen wurden von Frau S. Planck im Rahmen ihrer Diplomarbeit berechnet und konstruiert. Es handelt sich hierbei um elektrostatische Einzellinsen. Eine maximale Spannung von 10 kV an der Mittelelektrode ist für alle Betriebsmodi des „SMART“ ausreichend. Dementsprechend werden Kugeln mit einem Durchmesser von 10 mm verwendet. Die elektrische Spitzenfeldstärke an den Elektrodenoberflächen

liegt überall unter dem üblichen Richtwert von 10 kV/mm, der in jedem Fall einen überschlagfreien Betrieb der Linse sicherstellt. Der Aufbau der Linse ist nicht symmetrisch zur Mitte der Linse, wie man den Abbildungen 4.5 und 4.6 entnehmen kann. Hierdurch wurde erreicht, daß das Zentrum der Linse nur 13 mm von der Strahlteilerkante entfernt ist und gleichzeitig die Kugeln zum Strahl hin abgedeckt sind.

Die Elektrodengeometrie des Tetrodenspiegels wurde von D. Preikszas so bestimmt, daß der Farb- und der Öffnungsfehler der Objektivlinse in allen Betriebsmodi simultan korrigiert werden können, ohne daß die Spitzenfeldstärke 10 kV/mm überschreitet. Die Kugeln sind dabei so dimensioniert, daß an die Umkehrelektrode Spannungen bis zu 20 kV angelegt werden können, während zwischen den übrigen Elektroden die Spannungsdifferenz nur 15 kV betragen darf. Als Option zur Einfädelung der optischen Achse weist die Umkehrelektrode ein kleines Durchgangsloch auf. Dahinter ist ein Faradaybecher zur Messung der Elektronenintensität angebracht. Die optische Achse wird mit den Multipolelementen justiert, deren Aufbau im Abschnitt 4.3.1 beschrieben ist.

Die direkte Befestigung des Spiegels und der Multipole an der Seitenwand des Strahlteilerrahmens bietet zwei Vorteile: Die Position des Spiegels ist von der Fertigungsgenauigkeit der Vakuumkammer unabhängig. Dies ist deshalb günstig, da bei Schweißkonstruktionen aus Mu-Metall bestenfalls Toleranzen von ± 1 mm garantiert werden. Außerdem sind Vakuumkammer und Spiegel mechanisch nur über den Rahmen des Strahlteilers verbunden. Dadurch wird die interne Stabilität des elektronenoptischen Korrektursystems erhöht.

4.3 Multipole

4.3.1 Elektrisch–magnetische Multipolelemente

Zwischen Spiegel und Strahlteiler befinden sich zwei elektrisch–magnetische Multipolelemente mit einem Abstand von 100 mm zueinander. Abbildung 4.5 enthält einen Längsschnitt durch die Multipole. Beide Multipole bestehen aus einem elektrischen Zwölfpol und einem magnetischen Achtpol. Neben der Funktion der Multipole als Doppelablenkelement (zur getrennten Beeinflussung der optischen Achsen für einlaufende und vom Spiegel reflektierte Elektronen) sollen sie auch als Stigmatoren zur Kompensation von Restfehlern dienen. Mit dem Zwölfpol können Quadrupol- und Hexapolfelder beliebiger azimuthaler Orientierung sowie mit leichten Qualitätseinbußen auch Oktupolfelder erzeugt werden. Der magnetische Achtpol soll ausschließlich zur Erzeugung von Dipol- und Quadrupolfeldern genutzt werden.

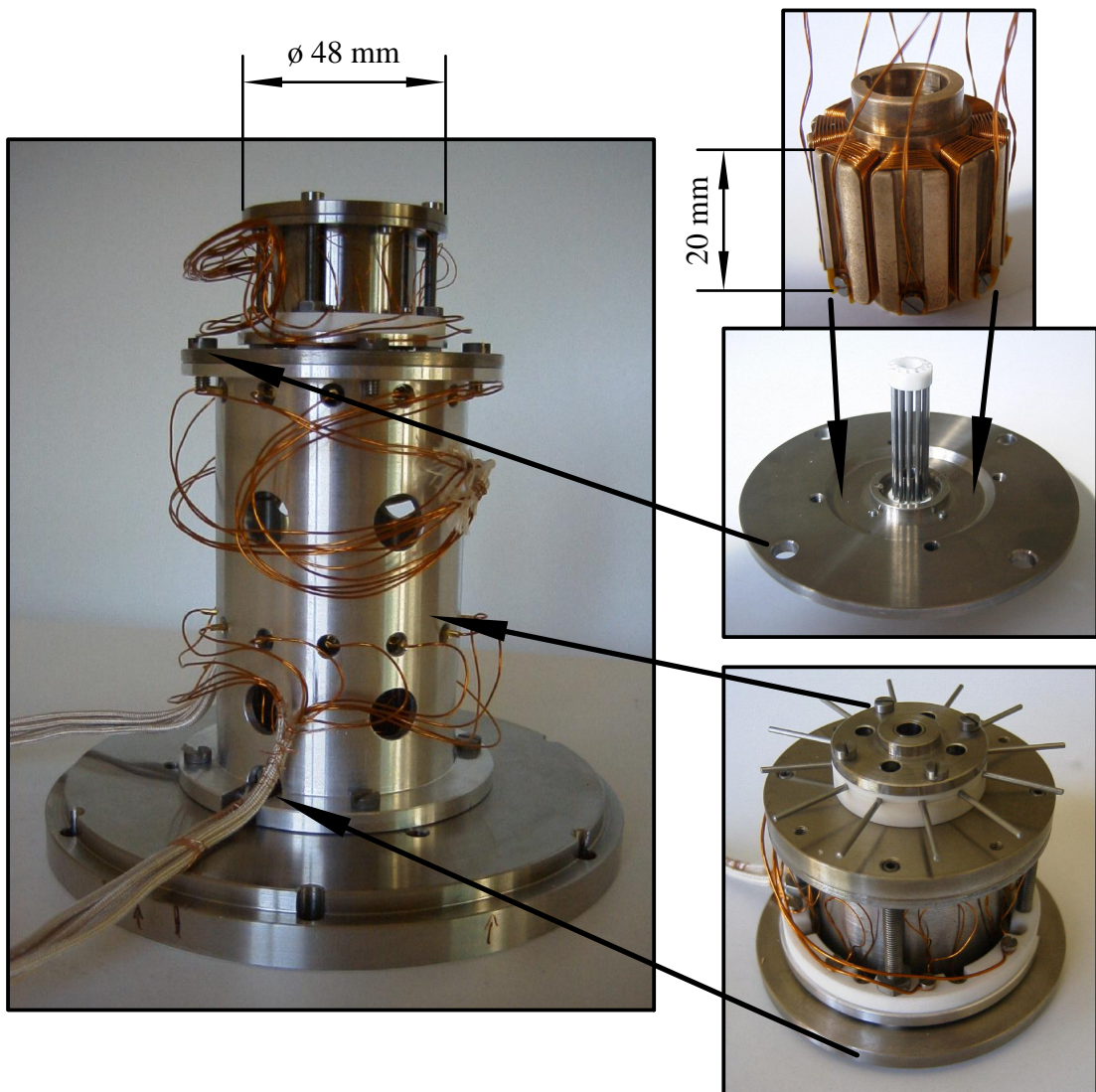


Abbildung 4.7: Elektrisch-magnetische Multipole. Das linke Bild zeigt die fertig montierten und verkabelten Multipole. Oben rechts ist am Beispiel des oberen (strahlteilerseitigen) Multipols durch Pfeile verdeutlicht, wie der elektrische Zwölfpol vom magnetischen Achtpol umschlossen wird. Unten rechts sieht man den zusammengebauten unteren Multipol, der sich links im Bild hinter dem Zylinder aus Aluminium verbirgt.

Da die benötigte magnetische Feldstärke für Stigmatoren relativ niedrig ist, kann auf Polschuhe verzichtet werden. Abbildung 4.7 zeigt den Aufbau der Multipolelemente. Der elektrische Multipol besteht aus zwölf Molybdändrähten, die von zwei Keramikhaltern geführt werden. Die Drahthalter sind durch Titanröhrchen abgedeckt, die gleichzeitig die effektive Feldlänge festlegen. Die Drähte sind von einem Wickelkörper

aus Bronze umschlossen, auf den acht einzeln ansteuerbare Spulen gewickelt sind. Die effektive Länge des Magnetfelds wird durch einen äußeren Zylinder und zwei Scheiben aus hochpermeablem Material begrenzt. Die effektive Länge der elektrischen und magnetischen Felder liegt bei 25 mm.

Die Kontaktierung des Zwölfpols erfolgt über Steckkontakte, während die Spulen mit den Zuführungen an einem Keramikring verschraubt werden (siehe Abbildung 4.7, rechts unten). Bei Schraubenverbindungen wurde im Hinblick auf die Ausheizbarkeit darauf geachtet, daß Schrauben und Gewinde aus verschiedenen unmagnetischen Materialien bestehen. In der direkten Umgebung des Elektronenstrahls wurde ausschließlich Molybdän, Titan und Bronze verwendet. Die beiden Multipole sind an der Grundplatte des Spiegels befestigt. Der spiegelseitige Multipol wird von einem Zylinder aus Aluminium zentriert, der den zweiten Multipol trägt.

4.3.2 Zusätzliche magnetische Ablenkelemente

Die zusätzlichen Ablenkelemente werden für den Testaufbau benötigt. Zur Erprobung der einzelnen Komponenten des Spiegelkorrektors wurde ein konventionelles Rasterelektronenmikroskop zwischen Blende und Objektivlinse aufgetrennt, um den Strahlteilerrahmen mit Adapterflanschen einzufügen (siehe auch Abschnitt 5.1). Die Ablenkelemente dienen der Feinjustierung der optischen Achsen des Korrektors und des Testmikroskops zueinander sowie der gezielten Auslenkung des beleuchtenden Elektronenstrahls zur Charakterisierung der elektronenoptischen Eigenschaften des Korrektors.

Das in Abbildung 4.8 gezeigte Doppelablenkelement ist am Adapterflansch zwischen der Elektronenquelle des Rasterelektronenmikroskops und dem Strahlteilerrahmen befestigt. Ein weiteres (einzelnes) Ablenkelement gleicher Bauart befindet sich zwischen dem Strahlteiler und der Objektivlinse des Testmikroskops.

Der Aufbau dieser Ablenkelemente braucht nur Hochvakuumanforderungen zu erfüllen. Hierdurch ist die Konstruktion deutlich erleichtert. Es wurden magnetische Ablenkelemente eingesetzt, weil der mechanische Aufwand im Gegensatz zu elektrischen Elementen geringer ist. Außerdem können für magnetische Ablenkelemente einfachere elektrische Versorgungen verwendet werden, da gegenüberliegende Spulen in Reihe geschaltet sind. Die Wickelkörper der Spulen sind auf ein Messingröhrchen mit einem Außendurchmesser von 7 mm aufgesteckt. Ein Wickelkörper besteht aus zwei ankerförmigen Trägerplatten, deren Abstand durch eingelötete Stäbe fixiert ist. Die Spulen mit einer Windungszahl von 28 sind aus Kupferlackdraht gewickelt. Die gewünschte Geometrie ist auf 0,2 mm eingehalten.

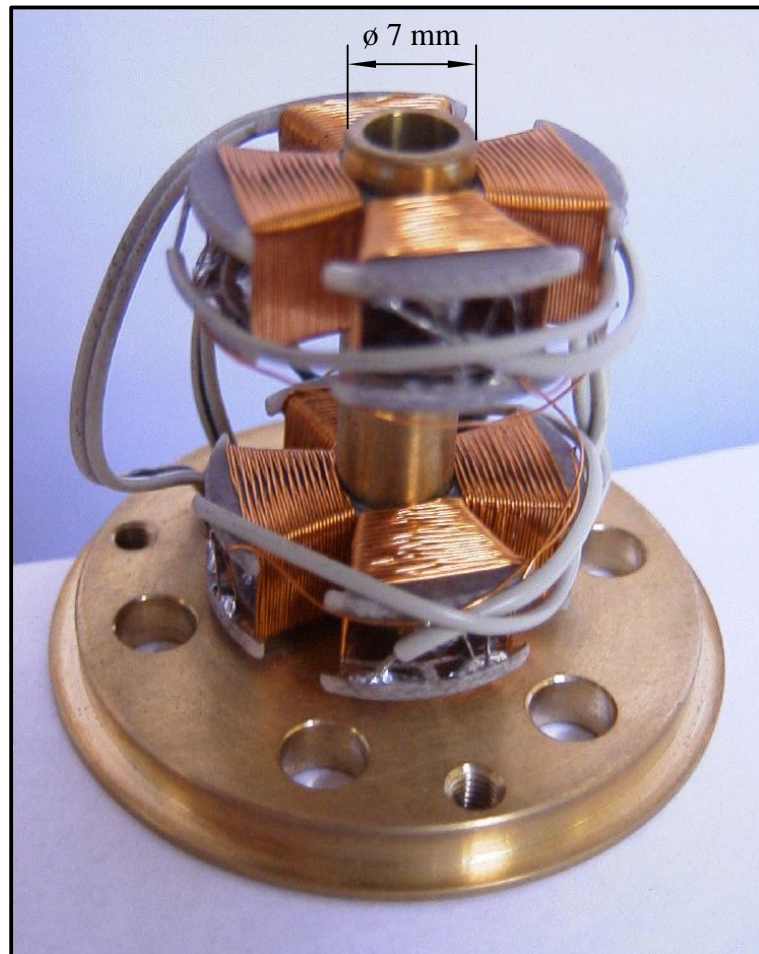


Abbildung 4.8: Magnetisches Doppelablenkelement. Das Ablenkelement befindet sich im Testaufbau zwischen der Blende des modifizierten Rasterelektronenmikroskops und dem Strahlteiler.

Kapitel 5

Erprobung des Spiegelkorrektors

5.1 Meßanordnung

Die verschiedenen Baugruppen des Spektromikroskops „SMART“ müssen aufgrund der Komplexität des Gesamtsystems einzeln getestet werden. Die Erprobung des aus Strahlteiler und Tetrodenspiegel bestehenden Spiegelkorrektors im Endgerät kam aus Zeitgründen nicht in Frage. Der Aufbau eines ähnlichen Systems mit Elektronenquelle, Objektivlinse und Projektivsystem erschien ebenso zu langwierig. Außerdem sollte zuerst der Strahlteiler allein erprobt werden können. In dieser ersten Testphase sollen die Abbildungseigenschaften bei einer einfachen 90° -Ablenkung durch einen Quadranten des Strahlteilers charakterisiert werden. In der zweiten Phase wird dann der Tetrodenspiegel hinzugefügt. Hierzu müssen bereits zwei Quadranten des Strahlteilers durchstrahlt werden. Für beide Testphasen muß eine geeignete elektronenoptische Bank zur Verfügung stehen.

Da ein Quadrant des Strahlteilers separat getestet werden soll, ist ein Testaufbau wie bei einem direktabbildenden Niederspannungs-Elektronenmikroskop (LEEM) nicht möglich, da für die Elektronenbeleuchtung und die Abbildung je ein Quadrant des Strahlteilers benötigt wird. Beleuchtet man stattdessen das Objekt mit Photonen aus einer UV-Lampe (PEEM), so ist man auf zeitaufwendige Ultrahochvakuum-Bedingungen festgelegt und hat zusätzlich mit Intensitätsproblemen zu kämpfen. Es verbleiben zwei sinnvolle Möglichkeiten zur Analyse der Abbildungsqualität der beiden Teile des Spiegelkorrektors. Die zu untersuchenden Komponenten werden entweder in ein Transmissionselektronenmikroskop (TEM) oder in ein Rasterelektronenmikroskop (SEM: scanning electron microscope) integriert.

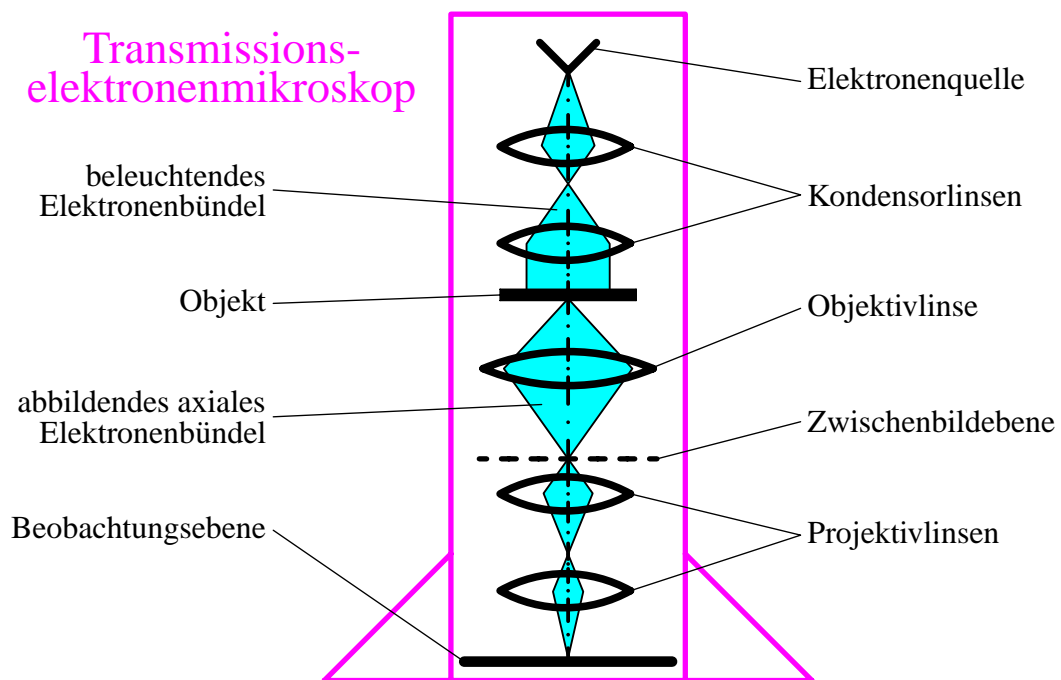


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau eines Transmissionselektronenmikroskops. Das Kondensorlinsensystem dient zur möglichst homogenen Beleuchtung des Objekts. Die Objektivlinse und das Projektivlinsensystem bilden die Austrittsebene des Objekts mit variabler Vergrößerung in die Beobachtungsebene ab.

Der prinzipielle Aufbau eines TEM ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Der Kondensor wird im Abbildungsmodus so betrieben, daß das Objekt parallel oder leicht konvergent beleuchtet wird. Die Objektivlinse und das Projektiv bilden die transmittierten Elektronen mit einstellbarer Vergrößerung in die Beobachtungsebene ab. Neue elektronenoptische Komponenten können getestet werden, indem man eine der Linsen hinter dem Objekt durch diese ersetzt oder die Komponente in einer Zwischenbildebene einfügt. Letzteres entspricht der Position des Spiegelkorrektors im „SMART“. Zur Erprobung kann zum einen das Beleuchtungssystem wie üblich benutzt werden, um ein geeignetes Testobjekt, beispielsweise ein Kupfernetz, zu beleuchten. Dieses wird dann durch die zu erprobende Komponente und das nachgeschaltete Projektiv vergrößert abgebildet. Die Abbildungsfehler des erhaltenen Bilds erlauben, auf die Abbildungseigenschaften des zu charakterisierenden Bauteils zurückzuschließen. Zum anderen kann das Gesamtsystem bei entferntem Objekt so eingestellt werden, daß in der Beobachtungsebene ein Bild der Quelle liegt. Verfügt man vor und eventuell auch hinter der Komponente über Doppelablenkelemente, die einen Versatz und eine Verkipfung des durchtretenden Bündels ermöglichen, können sogenannte *Fehlerfiguren* – die Auswanderung des Quellbildes als Funktion von Versatz und/oder Verkipfung des Strahls

– analysiert werden. Schließlich können auch Beugungsbilder amorpher oder kristalliner Objekte zur Analyse der Bildfehler genutzt werden.

Verwendet man ein Rasterelektronenmikroskop, dessen Aufbau in Abbildung 5.2 gezeigt ist, so fügt man die zu erprobenden Einzelkomponenten zwischen dem Beleuchtungssystem und der Objektivlinse in den Strahlengang ein. Die Aberrationen der zu testenden Komponenten führen zu einem verzerrten Rasterfleck auf dem Objekt. Die Abbildungseigenschaften können zum einen durch die erzielbare Punkt- oder Kantenauflösung des modifizierten Geräts durch Vergleich mit theoretischen Vorhersagen bestimmt werden, zum anderen können auch hier Fehlerfiguren aufgenommen werden, wenn man vor der neuen Komponente über ein Doppelablenkelement verfügt. Die Qualität der Rasterung bleibt unbeeinflusst, da die Rasterspulen im Strahlengang hinter den neuen Komponenten dicht vor der Objektivlinse angebracht sind.

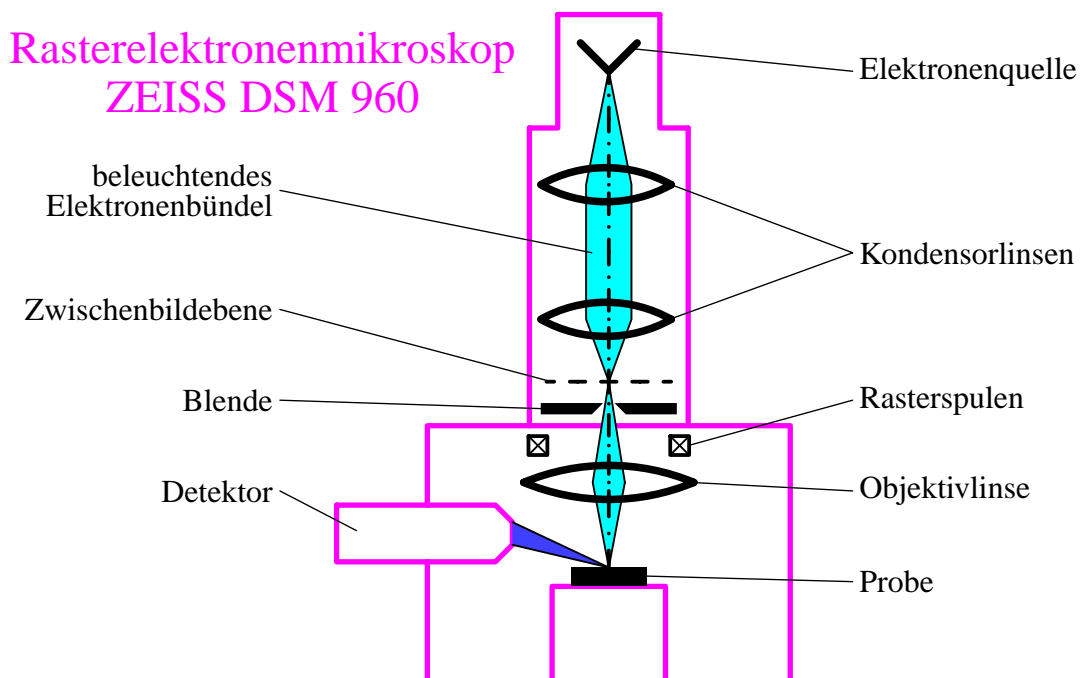


Abbildung 5.2: Aufbau des unmodifizierten Rasterelektronenmikroskops. Der Zoomkondensor erzeugt vor der Blendenebene ein verkleinertes Zwischenbild der Quelle mit einstellbarer Vergrößerung. Dieses wird von der Objektivlinse nochmals verkleinert auf die Probe als Rastersonde abgebildet. Die Rasterspulen kippen das beleuchtende Elektronenbündel so durch die Objektivlinse, daß ein quadratischer Objektbereich zeichnungslos abgerastert wird. Das Detektorsignal zu jedem Rasterpunkt wird als Helligkeit auf einem Monitor dargestellt, dessen Ablenkelemente parallel zur Sonde mitgeführt werden.

Die Entscheidung fiel in unserem Fall zugunsten des Rasterelektronenmikroskops (SEM), da uns ein funktionstüchtiges, kommerzielles Gerät zur Verfügung gestellt werden konnte. Der Strahlteiler kann mittels zweier Adapterflansche problemlos in das Mikroskop eingebaut werden. Ein geeignetes Durchstrahlungselektronenmikroskop (TEM) stand uns nicht zur Verfügung. Der Aufbau eines TEM als Testbank aus einzelnen Komponenten verschiedener Geräte erschien zu aufwendig, da die komplette Peripherie wie Vakuumsystem, Strom- und Spannungsquellen sowie deren Ansteuerung hätten neu aufgebaut werden müssen.

Ein großer Vorteil des Rasterelektronenmikroskops ist, daß es für die Nominalenergie der Elektronen im Strahlteiler von $E_n = 15 \text{ keV}$ ausgelegt ist, während bei einem TEM so niedrige Energien unüblich sind. Die Probenpräparation für ein TEM wird dann sehr schwierig, während beim SEM auf Standardtestobjekte zurückgegriffen werden kann. Ein Nachteil am SEM ist, daß es kein Bildfeld überträgt, sondern die nahezu punktförmige Quelle auf das Objekt abbildet. Die Größe des übertragbaren Bildfelds der zu testenden Komponenten kann nur sequentiell mit Hilfe zusätzlicher Ablenkelemente überprüft werden. Dieser Nachteil wird jedoch durch die oben aufgezählten Vorteile mehr als aufgewogen.

Die Anordnung der elektronenoptischen Elemente des uns zur Verfügung stehenden Rasterelektronenmikroskops ZEISS DSM 960 ist in Abbildung 5.2 angegeben. Das Mikroskop ist ein rein magnetisches System. Die von der thermischen Wolframkathode emittierten Elektronen werden auf eine einstellbare Nominalenergie zwischen 1 keV und 30 keV beschleunigt. Die beiden Kondensorlinsen erzeugen ein verkleinertes Zwischenbild der Quelle mit einstellbarer Vergrößerung. Das zur Formung des Rasterflecks durch die Objektivlinse verwendete Elektronenbündel wird durch eine manuell zu bedienende Blende begrenzt, die gleichzeitig dazu benutzt wird, das Bündel auf die Objektivlinse zu zentrieren. Als Rasterelemente dienen zwei Paare gekreuzter Spulen, so daß die Rasterung um einen Punkt, vorzugsweise den komafreien Punkt der Objektivlinse, erfolgen kann. Im gleichen Abschnitt der Säule sind auch zwei um 45° zueinander verdreht angeordnete Quadrupolwicklungen als Stigmatoren untergebracht. Die von der Probe emittierten Sekundärelektronen und/oder die rückgestreuten Elektronen werden von einem seitlich angebrachten Detektor registriert. Dieser besteht aus einem gitterförmigen Kollektor, dessen Vorspannung geändert werden kann, um zwischen Sekundär- und Rückstreuelektronen unterscheiden zu können. Die durch das Gitter hindurchtretenden Elektronen werden nachbeschleunigt und treffen auf einen Szintillator mit nachgeschaltetem Fotovervielfacher.

An dem unmodifizierten Mikroskop konnte, wie in Abbildung 5.3 gezeigt, bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV und einem Arbeitsabstand von 4 mm eine Auflösung von 14 nm nachgewiesen werden. Als Arbeitsabstand (WD: working distance) wird die Entfernung des Objekts von der vorderen Polschuhkante der Objektivlinse bezeichnet. Die erzielte Auflösung ist im Einklang mit theoretischen Berechnungen

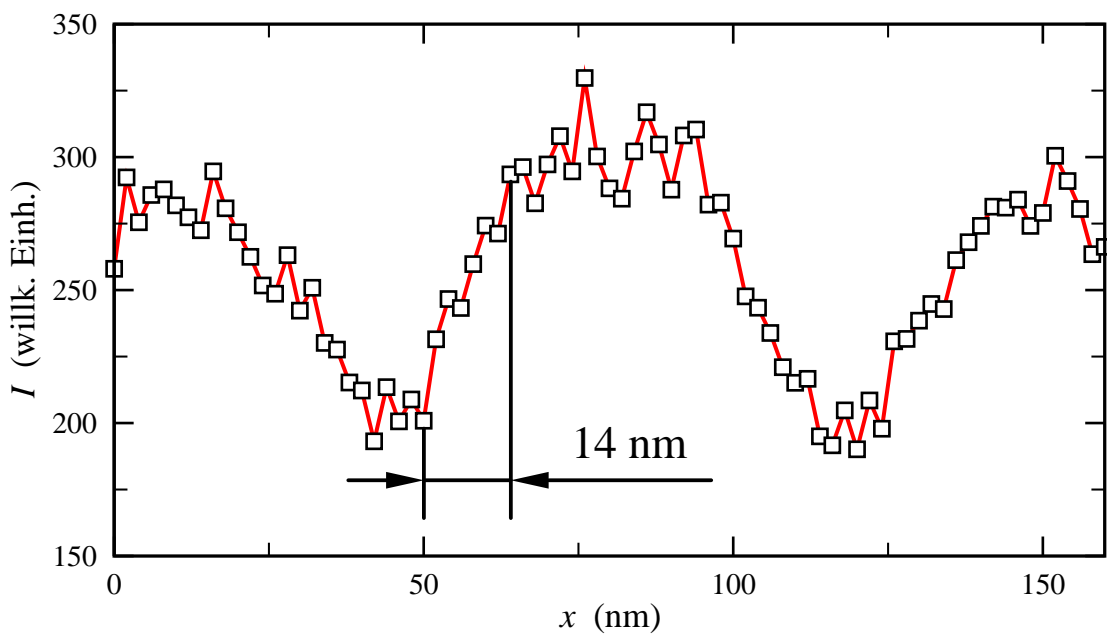
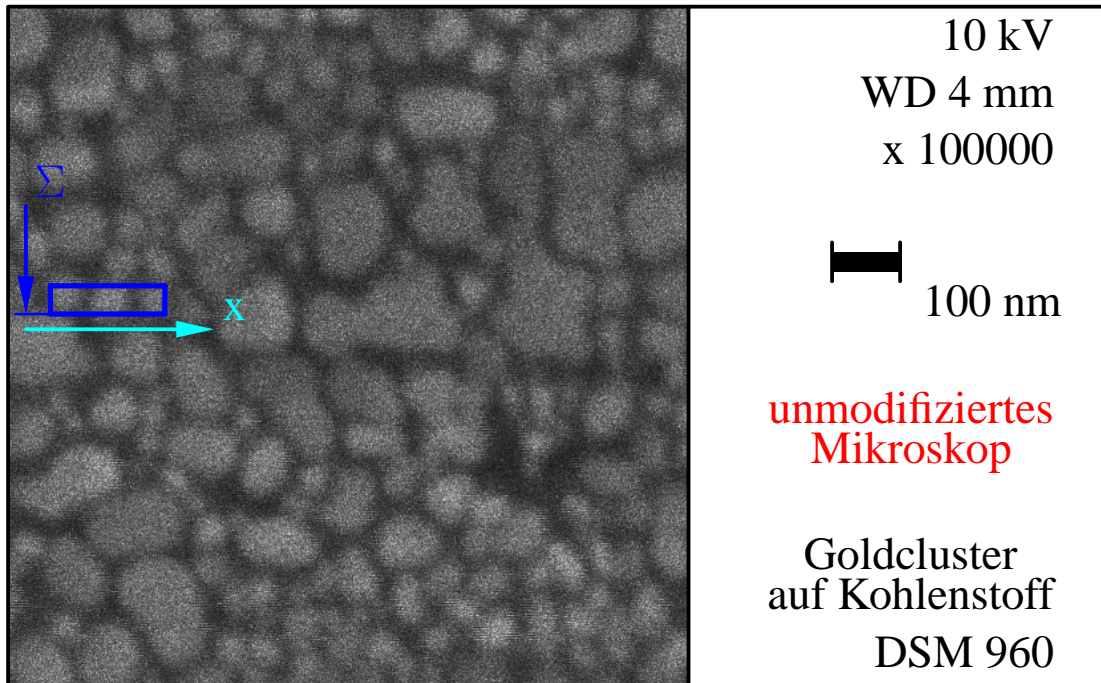


Abbildung 5.3: Die Auflösung des zur Verfügung stehenden Rasterelektronenmikroskops DSM 960 beträgt 14 nm bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV und einem Arbeitsabstand (WD) von 4 mm. Das Bild (oben) wurde mit einer Vergrößerung von 100 000 aufgenommen. Zur Erzeugung des Intensitätsprofils (unten) wurde über die Intensitätswerte in dem oben angegebenen Kasten längs des Summationspfeils gemittelt.

für eine Blende mit einem Durchmesser von 40 μm . Das Zwischenbild der Quelle liegt 66 mm vor der Blendenebene, so daß sich ein zwischenbildseitiger Blendenöffnungswinkel von 0,3 mrad ergibt. Bei einer angenommenen Halbwertsbreite der Energieverteilung von $\Delta E = 3 \text{ eV}$ erhält man als Sondendurchmesser für diese Mikroskop-einstellung $d_{70\%} = 10 \text{ nm}$ beziehungsweise $d_{90\%} = 17 \text{ nm}$. Die Prozentwerte im Index geben an, wieviel Prozent der einfallenden Elektronen innerhalb eines Kreises des angegebenen Durchmessers landen.

Als nächstes wurde der Rahmen des Strahlteilers zwischen die Objektkammer (mit Objektivlinse und Rasterspulen) und das Beleuchtungssystem einschließlich der Blende montiert (vergleiche Abbildung 5.4 ohne den links am Strahlteiler angeflanschten Spiegel). Damit wurde die modifizierte Versorgung – Vakuumsystem, Kühlung und Verdrahtung – getestet und die erste gefertigte Feldlinse auf ihre Funktionstüchtigkeit überprüft. Die um den Strahlteilerrahmen und die beiden Adaptionenflansche verlängerte Mikroskopsäule reagierte auf magnetische Streufelder deutlich empfindlicher. Dies lag zum einen an noch nicht gefertigten Abschirmungen, zum anderen an der unerwarteten Reaktion des Strahlteilers auf magnetische Streufelder der Frequenz von 50 Hz. Die hierzu durchgeführten Messungen und Gegenmaßnahmen sind in Abschnitt 5.2 zusammengefaßt.

Nach dem erfolgreichen Test der ersten Feldlinse und der Verbesserung der Abschirmung konnte der Strahlteiler in der Anordnung gemäß Abbildung 5.5 in Betrieb genommen werden. Es stellte sich heraus, daß die verschiedenen Feldlinsen Nr. 1 bis Nr. 4 aufgrund fertigungstechnischer Probleme unterschiedlich gut abbildeten (siehe Abschnitt 5.3). Zur Justierung des beleuchtenden Elektronenbündels auf die optischen Achsen von Strahlteiler, Feldlinsen und Objektivlinse sowie zur Aufnahme von Fehlerfiguren mußten zusätzliche Ablenkelemente im Bereich der Adapterflansche eingebaut werden. Die damit erzielte Charakterisierung und die Verbesserung der Abbildungseigenschaften des Strahlteilers bis in die Nähe der theoretischen Vorhersagen ist in Abschnitt 5.4 dargestellt. Außerdem konnten die Farb- und Öffnungsfehler des Systems ohne Spiegel bestimmt werden (siehe Abschnitt 5.5).

Die letzte Ausbaustufe der elektronenoptischen Bank bildet die Erprobung des vollständigen Spiegelkorrektors. Der verwendete Versuchsaufbau mit Elektronenspiegel ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Der Tetrodenspiegel mit den beiden kombinierten elektrisch-magnetischen Multipolen als Stigmator und Doppelablenkelement ist seitlich am Strahlteilerrahmen montiert. In diesem Aufbau konnte die simultane Korrektur von Farb- und Öffnungsfehler zweifelsfrei nachgewiesen werden. Die theoretisch erzielbare Auflösung von 4,5 nm bei der Lage des Zwischenbilds um 135 mm vor der Strahlteilerkante und einem zwischenbildseitigen Aperturblendenwinkel von 0,3 mrad konnte noch nicht erreicht werden. Die mit dem Spiegel erzielten Resultate sind in Abschnitt 5.6 zusammengestellt.

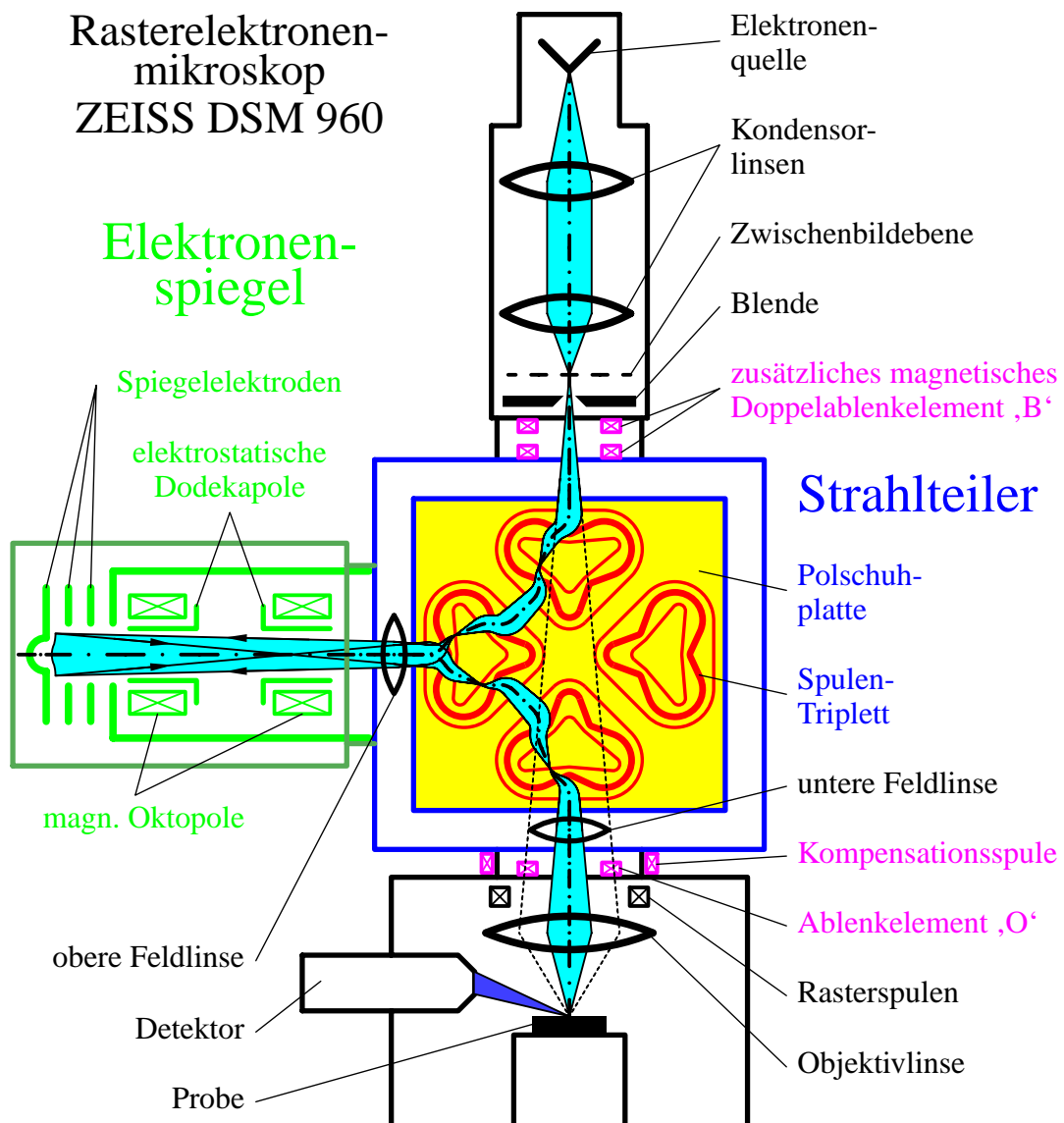


Abbildung 5.4: Anordnung für den Test des Spiegels. Zwischen dem Tetroden-
spiegel und der oberen Feldlinse befinden sich zwei elektrisch-magnetische Mul-
tipolelemente. Sie dienen zum einen als Doppelablenkelemente zur getrennten Ju-
stierung der optischen Achse des ein- und des auslaufenden Elektronenbündels,
zum anderen als komplexe Stigmatoren zur Kompensation von Restfehlern des
Gesamtsystems. Bei ausgeschaltetem Strahlteiler kann das Rasterelektronen-
mikroskop in gerader Durchstrahlung betrieben werden. Die dadurch entstehende Driftstrecke
führt zu einem vergrößerten Querschnitt des Elektronenbündels in der Objektiv-
linse.

Rasterelektronen- mikroskop ZEISS DSM 960

Strahlteiler

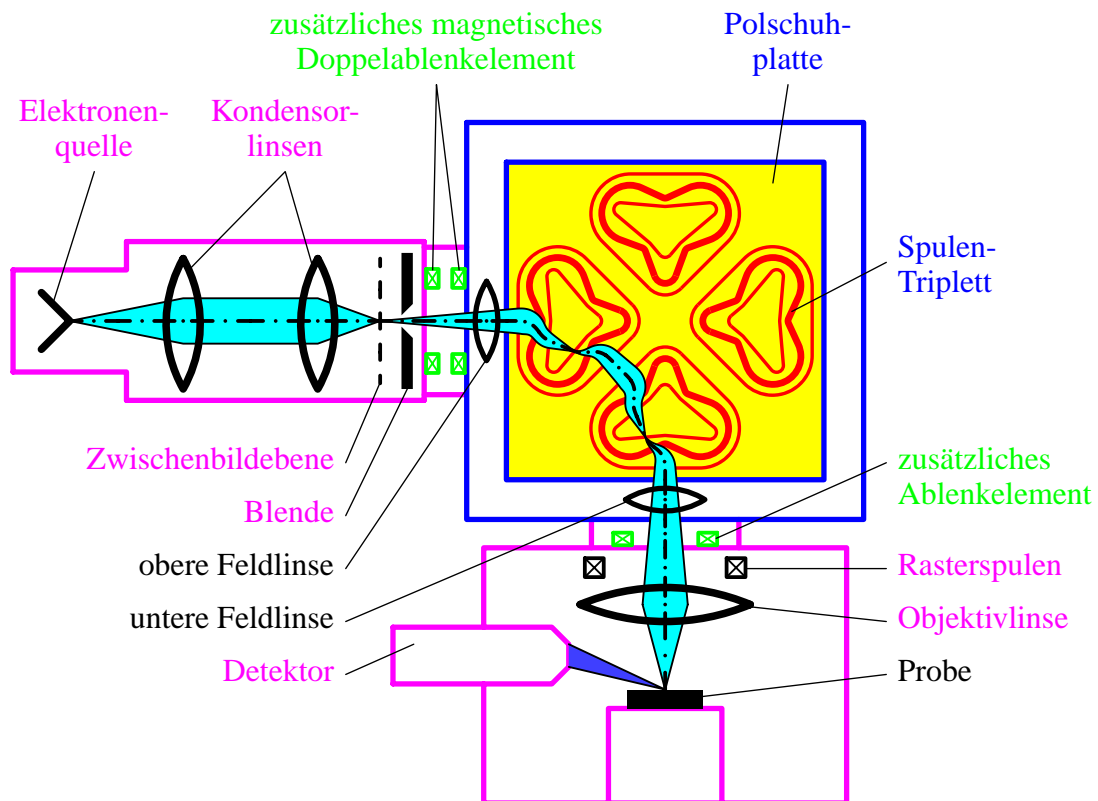


Abbildung 5.5: Meßaufbau zur Erprobung des Strahlteilers. Der Strahlteiler mit zwei elektrostatischen Feldlinsen wird mit Adapterflanschen zwischen Blende und Objektivlinse in das Rasterelektronenmikroskop integriert. Zur Justierung der optischen Achse auf die Achsen von oberer Feldlinse und vom Strahlteiler benötigt man ein Doppelablenkelement. Um mit dem austretenden Elektronenbündel die Objektivlinse zentrisch zu treffen, ist ein weiteres Ablenkelement hinter der unteren Feldlinse notwendig.

5.2 Zusätzliche Abschirmmaßnahmen

Das Rasterelektronenmikroskop mit eingebautem Strahlteiler reagierte sowohl in gerader Durchstrahlung des Strahlteilers als auch bei ersten Tests einer 90°-Ablenkung äußerst empfindlich auf magnetische Streufelder. Die anfängliche Vermutung, daß dies

lediglich an noch fehlenden Abschirmelementen im Bereich der Feldlinsen auf einer Länge von jeweils 50 mm lag, konnte nicht bestätigt werden. Weitere Abschirmmaßnahmen waren notwendig, da der Einfluß der Streufelder zwar durch den Einbau der für den Teststand vorgesehenen Abschirmungen um die beiden Feldlinsen deutlich, aber für Hochauflösungsaufnahmen nicht ausreichend reduziert wurde. Die verbleibende Ablenkung des Elektronenbündels mit einer Amplitude von $\Delta = 200$ nm in der Objektebene ist so groß, daß sie durch die vier Strecken von je fünf Millimetern Länge nicht erklärt werden kann, an denen zwischen den Abschirmzylinderenden gleichen Durchmessers kein hochpermeables Material vorhanden ist.

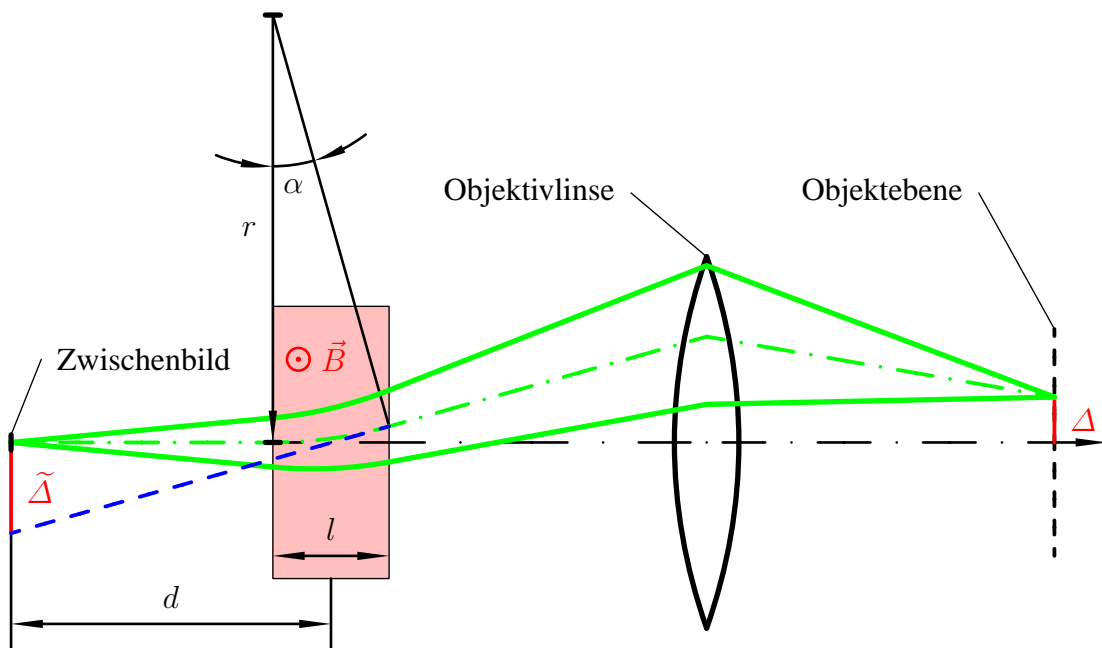


Abbildung 5.6: Skizze zur Abschätzung des magnetischen Streufelds auf der optischen Achse des Testmikroskops. Die vier Bereiche ohne Abschirmung in der Nähe des Strahlteilers wurden zu einem Bereich zusammengefaßt. Der Strahlteiler, der bei einer Ablenkung um 90° lediglich seine Eingangsebene 1:1 in seine Ausgangsebene abbildet, wurde der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

Der Betrag B der benötigten magnetischen Flußdichte auf der optischen Achse, der eine Auslenkung so großer Amplitude hervorruft, kann mit Hilfe von Abbildung 5.6 geometrisch abgeschätzt werden. Eine Auslenkung Δ in der Objektebene entspricht einer (virtuellen) Verschiebung des Zwischenbildes um $\tilde{\Delta} = V \cdot \Delta$, wobei die Vergrößerung V bei einer einfachen 90° -Ablenkung durch den Strahlteiler 24 beträgt. Nimmt man an, daß ein homogenes Magnetfeld mit der Flußdichte \vec{B} auf der Länge $l = 20$ mm im Abstand $d = 130$ mm vom Zwischenbild für die Auslenkung des Elektronenbündels verantwortlich ist, so erhält man für kleine Umlenkwinkel

$\alpha = l/r = \tilde{\Delta}/d$ durch Gleichsetzen von Lorentz- und Zentripetalkraft

$$|\vec{F}| = e v |\vec{B}| = m \frac{v^2}{r} \quad (5.1)$$

unter Verwendung des nichtrelativistischen Energiesatzes $E_n = e U_b = \frac{m}{2} v^2$ für den zur Auslenkung um Δ notwendigen Betrag der magnetischen Flußdichte auf der optischen Achse

$$B = |\vec{B}| = \sqrt{\frac{2 U_b m}{e}} \frac{V \cdot \Delta}{d \cdot l} = 8,3 \mu\text{T} \quad (5.2)$$

Die Messung der Amplitude der Streufelder in der Umgebung des Mikroskops ergab lediglich Werte von 0,1 μT bis 0,4 μT . Auslenkungen der Sonde in der Objektebene von einigen hundert Nanometern können mit Luftspalten in der Abschirmung also nicht begründet werden.

Die Ursache für die Auslenkung zeigt die Messung des Abklingverhaltens von Streufeldern zwischen den Polschuhplatten des Strahlteilers. Zur Erzeugung eines gut nachweisbaren Magnetfelds wurde eine große Spule etwa 80 cm unterhalb des Strahlteilers angebracht und mit einer einstellbaren Wechselspannung U_{eff} der Frequenz $\nu = 50$ Hz zwischen 0 und 220 V versorgt. Die Messung erfolgte mit einer kleinen Aufnehmer-spule. Die in ihr induzierte Spannung konnte über einen Meßverstärker am Oszilloskop sichtbar gemacht oder mit einem Digitalmultimeter gemessen werden.

Die Kurve (d) in Abbildung 5.7 zeigt die Amplitude des von der Erregerspule bei entferntem Strahlteiler erzeugten Magnetfelds. Bringt man den Strahlteiler ins Feld (a), so erkennt man, daß bei Annäherung an dessen Kante das Feld bis wenige Millimeter vor der Kante stark gedämpft wird wie auch bei der Messung längs der Symmetrieachse eines Abschirmzylinders (e). Beim Strahlteiler tritt jedoch im Gegensatz zu einer zylindrischen Öffnung eine starke Kantenüberhöhung um etwa einen Faktor zwei auf. Danach klingt das Streufeld allmählich über mehrere Plateaus bis ins Zentrum des Strahlteilers ab. Die Plateaus reflektieren dabei die innere Struktur des Strahlteilers: Sie entsprechen den Bereichen zwischen jeweils zwei Gräben in den Oberflächen der Polschuhplatten. Bei einem Abschirmzylinder tritt keine Kantenüberhöhung auf. Der Wert des Magnetfelds beträgt an der Kante nur noch ein Drittel des Maximalwerts und sinkt im Inneren nahezu exponentiell unter die Nachweisgrenze ab.

Der Strahlteiler schirmt also aufgrund seiner Geometrie die Streufelder nur unzulänglich ab. Sein Abschirmverhalten kann jedoch durch einfache Maßnahmen deutlich verbessert werden. Drückt man einen Ring aus Mu-Metall ($\phi_i = 94$ mm, $\phi_a = 112$ mm, Dicke 7 mm) an die Seitenfläche des Strahlteilers, an der die Messung erfolgt (b), so wird bereits die Hälfte des magnetischen Flusses um die Strahlachse herum abgeleitet. Eine weitere Verstärkung der Abschirmung kann durch Abdecken der verbleibenden Seitenflächen mit Mu-Metallblechen erreicht werden (c). Die Abschirmringe, die ursprünglich im Abstand von 1 mm von der Strahlteilerkante befestigt werden sollten,

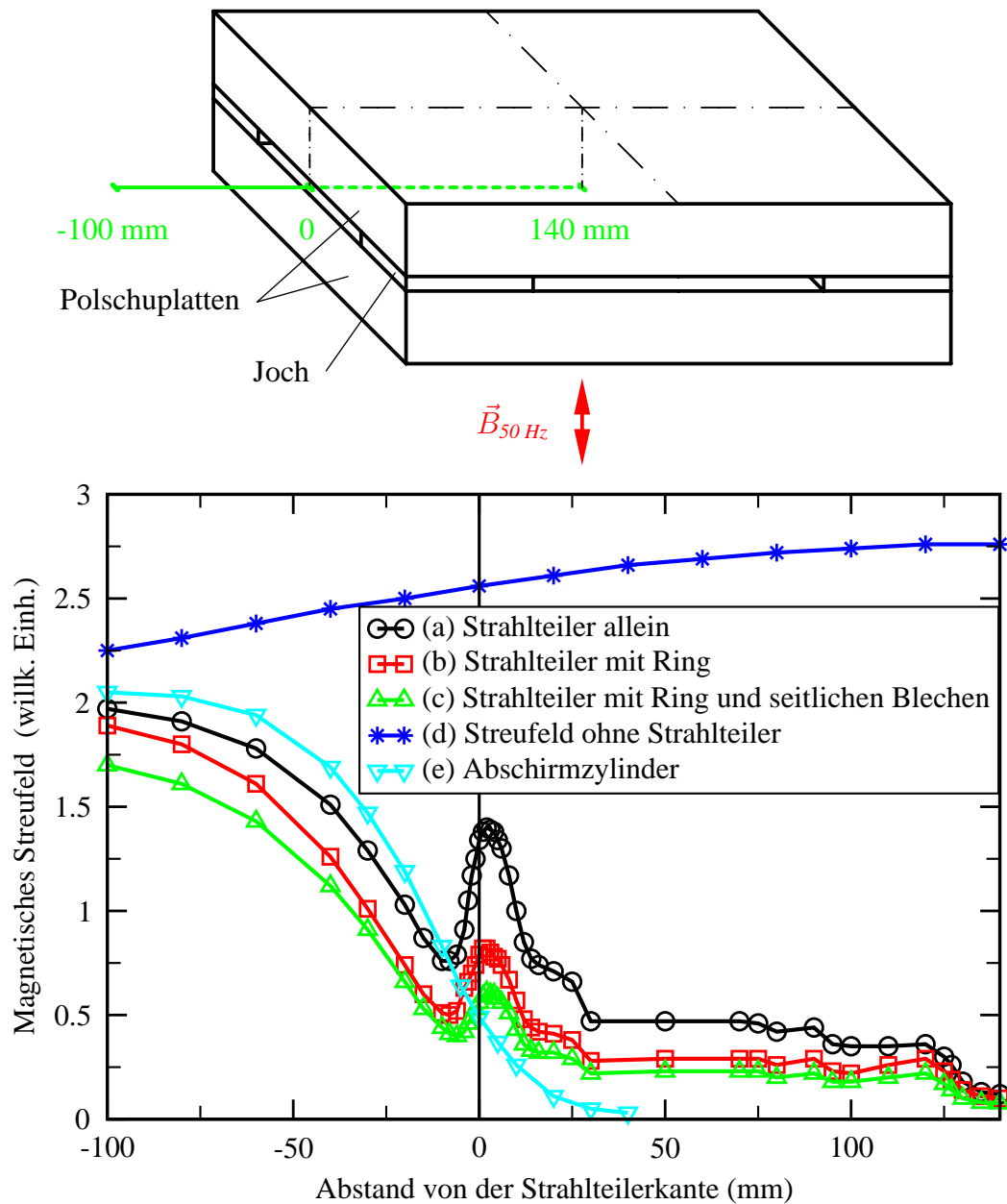


Abbildung 5.7: Abklingverhalten eines vertikalen Magnetfelds mit einer Frequenz von 50 Hz in der Mittelebene des Strahlteilers. Das Magnetfeld wird von einer Spule 80 cm unterhalb des Strahlteilers erzeugt. Das Abklingverhalten kann durch Andrücken eines Ringes aus Mu-Metall an die Stirnfläche sowie Abschließen der seitlichen Flächen mit Mu-Metallblechen deutlich verbessert werden. Zum Vergleich ist das Magnetfeld ohne Anwesenheit des hochpermeablen Strahlteilermaterials sowie das Abklingverhalten längs der Mittelachse eines Zylinders aus Mu-Metall mit einer Wandstärke von 1,5 mm und einem Durchmesser von 96 mm dargestellt.

werden nun mit Federn an die Seitenflächen angedrückt. Sie sorgen so für eine Verbesserung der Abschirmung um mehr als einen Faktor zwei.

Die Messung ist nicht mit der vor der Konstruktion durchgeführten Abschätzung mit der Methode des magnetischen Kreises (siehe zum Beispiel [33]) in Einklang zu bringen. Während die Messung lediglich eine Abschwächung der Streufelder auf dem ausgedehnten Plateau um den Faktor 5 bis 10 gegenüber dem Außenfeld liefert, müßte nach der Methode des magnetischen Kreises – abgesehen von kleinen Abweichungen im Kantenbereich – die magnetische Flußdichte im Luftspalt B_l einen konstanten, um den Faktor

$$\frac{B_l}{B_o} = \frac{1}{\mu_r} \frac{A_j + A_l}{A_j + A_l/\mu_r} \approx 10^{-4} \quad (5.3)$$

gegenüber der äußeren Flußdichte B_o abgeschwächten Wert annehmen. Hierbei wurde eine Permeabilitätszahl μ_r des Polschuhplattenmaterials von 50 000 angenommen. Die Querschnittsflächen der vier Joche betragen $A_j = 169 \text{ cm}^2$ und die des Luftspalts $A_l = 615 \text{ cm}^2$.

Die Methode des magnetischen Kreises versagt wegen der speziellen dreidimensionalen Struktur des Strahlteilers mit dem ungünstigen Längen–Breiten–Verhältnis des Luftspalts und wegen des bei hochpermeablem Material bereits bei niedrigen Frequenzen einsetzenden Skineffekts (siehe zum Beispiel [33]). Die Eindringtiefe t , also der Wert, bei dem ein äußeres, homogenes magnetisches Wechselfeld in einer ebenen Platte mit der Leitfähigkeit σ und der Permeabilität $\mu_r \mu_o$ auf $1/e$ abgeklungen ist, beträgt im Falle des verwendeten Materials mit einer Leitfähigkeit von etwa $5 \text{ m}/(\Omega \text{ mm}^2)$ bei einer Frequenz von $\nu = 50 \text{ Hz}$

$$t = \frac{1}{\sqrt{\pi \nu \mu_r \mu_o \sigma}} = 0,14 \text{ mm} \quad . \quad (5.4)$$

Das bedeutet, daß nahezu der gesamte von Streufeldern herrührende magnetische Fluß in der Oberfläche der Polschuhplatten transportiert wird. Hierdurch wird auch die gemessene Kantenüberhöhung verständlich. Die Verfeinerung der Methode des magnetischen Kreises durch Berücksichtigung des Skineffekts durch veränderte Querschnittsflächen (Oberfläche \times Eindringtiefe) und durch das Einführen von schmalen Luftspalten zwischen Polschuhplatten und Jochen vermindert zwar die Diskrepanz zwischen Theorie und Messung, reicht jedoch nicht aus, die Meßergebnisse zu erklären.

Die in Abbildung 5.8 dargestellte Messung zeigt den Einfluß des Längen–Breiten–Verhältnisses des Luftspalts zwischen zwei Jochen an einem einfachen Modellsystem. Die massiven Polschuhplatten sind durch 1,5 mm dicke μ -Metall–Bleche ersetzt. Je zwei Joche sind bündig aneinandergerückt. Der wesentliche Unterschied zwischen dem Strahlteiler (a) und dem Modellsystem (b – d) ist die fehlende Kantenüberhöhung, die durch die geringe Dicke der Bleche gegenüber den massiven Polschuhplatten begründet ist. Alle Messungen zeigen jedoch die Ausbildung eines Plateaus in der Streu-

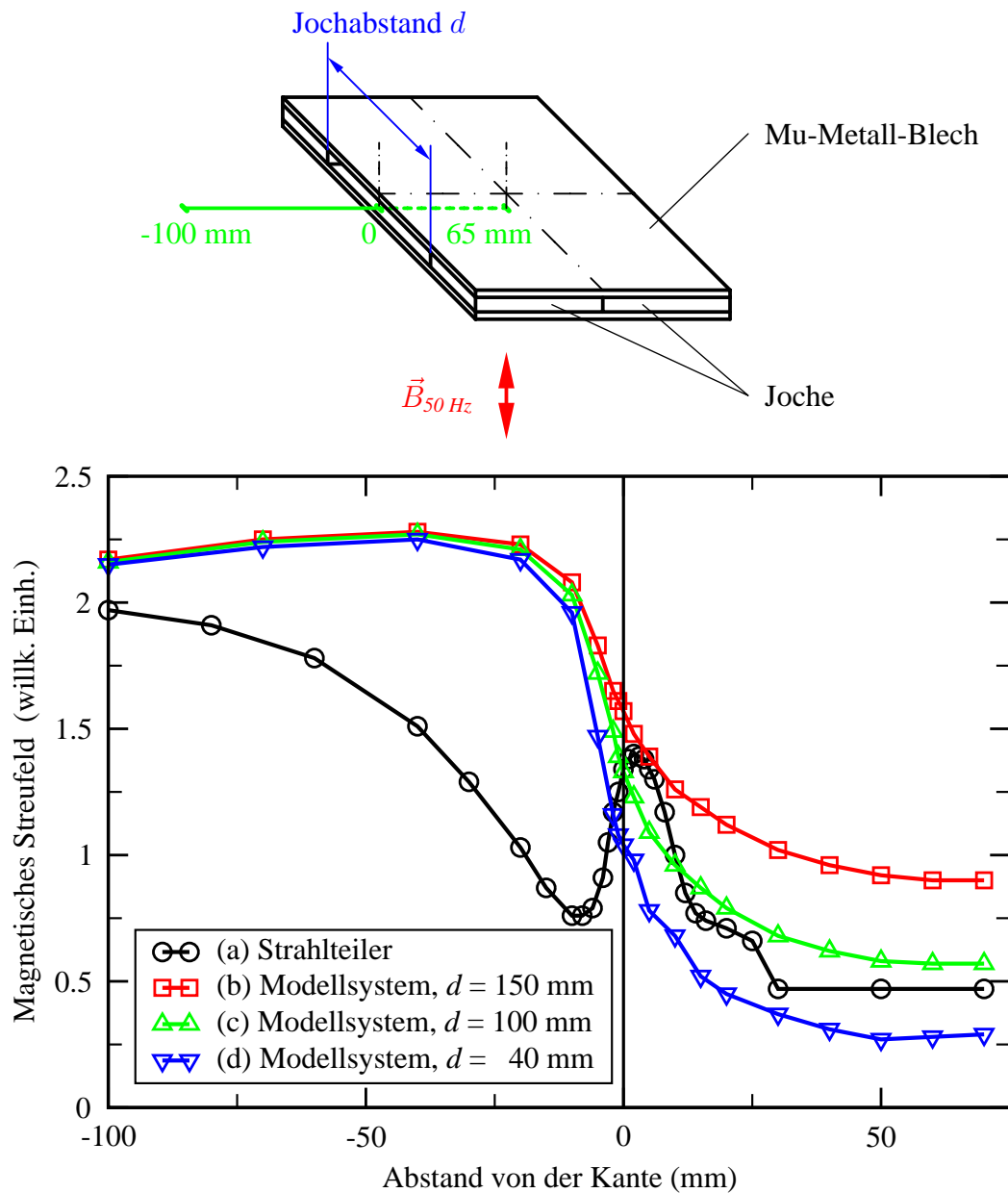


Abbildung 5.8: Abklingverhalten eines vertikalen Magnetfelds mit einer Frequenz von 50 Hz für verschiedene Jochabstände bei einem einfachen Modellsystem. Es besteht aus den vier Jochen des Strahlteilers und zwei Mu-Metall-Blechen mit einer Dicke von 1,5 mm. Das Magnetfeld wird von einer Spule erzeugt, die sich 80 cm unterhalb der Platten befindet. Zwischen den beiden Blechen sinkt die Feldstärke auf ein Plateau ab, dessen Höhe mit abnehmendem Jochabstand d sinkt. Auch im Strahlteiler sinkt die Feldstärke auf ein Plateau ab, wenn man von den Effekten der Gräben absieht. Die beim Modellsystem fehlende Kantenüberhöhung kann durch die geringe Blechdicke erklärt werden.

feldstärke ab einer Tiefe von 40 mm. Die Höhe des Plateaus sinkt mit abnehmendem Jochabstand d stark ab. Eine effektive Methode zur Verbesserung der Abschirmwirkung im Strahlteiler kann somit durch eine Veränderung der Joche erreicht werden. Der lange Spalt längs der Seitenflächen wird im Bereich der Kanten bis in die Nähe der optischen Achse geschlossen. Dies ist durch Joche mit quaderförmigen Verlängerungen einer Breite von einigen Millimetern ohne Abdeckung der felderzeugenden Spulen möglich. Die modifizierten Joche werden jedoch erst für den Einsatz des Korrektors im „SMART“ benötigt.

Im Testaufbau erschien es einfacher, den Strahlteiler mit einem u-förmig gebogenen Mu-Metallblech der Stärke 1,5 mm zu überdecken. Das Abschirmblech ist in Abbildung 5.13 auf Seite 72 zu sehen. Es ist an dem im Testaufbau unbenutzten Flansch (rechts) mit zwei Schrauben befestigt. Ungeglüht erreichte es einen Abschirmfaktor von zwei, der nach dem Glühen in einem Vakuumofen auf fünf anstieg.

Die Wirkung des Abschirmblechs und das Andrücken der Mu-Metallringe an die Seitenflächen des Strahlteilers ist multiplikativ und für den Testaufbau ausreichend. Die erzielten Verbesserungen zeigt Abbildung 5.9. Das obere Bild wurde ohne Abschirmungen in der Umgebung des Strahlteilers aufgenommen. Es weist eine astigmatische Verzerrung der Sonde in der Größenordnung von 1 μm auf. Die Ursache hierfür ist der statische magnetische Fluß, der vom Erdmagnetfeld herrührt und aus der Unterkante des Strahlteilers austritt. Die zur Mittelebene symmetrische Anordnung der Polschuhplatten entspricht dem Aufbau einer magnetischen Zylinderlinse. Magnetische Zylinderlinsen bilden mit Ausnahme spezieller Feldverläufe und Objektlagen astigmatisch ab.

Eine schnelle Lösung des Problems bietet die (integrale) Kompensation des statischen magnetischen Flusses mit einer Spule, die auf den Adapterflansch zwischen Strahlteiler und Objektivkammer mit dem Außendurchmesser von 200 mm gewickelt ist (vergleiche Abbildung 5.4). Das durch eine Erregung von zehn Amperewindungen erzielte Resultat zeigt das mittlere Bild in Abbildung 5.9. Die Auflösung beträgt etwa 200 nm. Mit einer weiteren Spule an der Oberkante des Strahlteilers wurde keine weitere Steigerung der Auflösung erreicht.

Das Problem kann dauerhaft nur durch möglichst nahtlosen Anschluß zusätzlicher Abschirmungen an die Seitenflächen des Strahlteilers behoben werden, die den magnetischen Fluß aufnehmen und ableiten. Gleichzeitig werden hierdurch auch dynamische Felder gedämpft. Mit den in diesem Abschnitt für den Testaufbau beschriebenen Abschirmmaßnahmen kann auch bei hohen Vergrößerungen sinnvoll gearbeitet werden, wie Abbildung 5.9 zeigt. Goldcluster mit einer vollen Halbwertsbreite von 40 nm sind noch sichtbar. Die theoretische Auflösungsgrenze für den Aufbau mit der um 383 mm verlängerten Säule liegt bei 20 nm für die verwendete Blende mit einem Durchmesser von 40 μm .

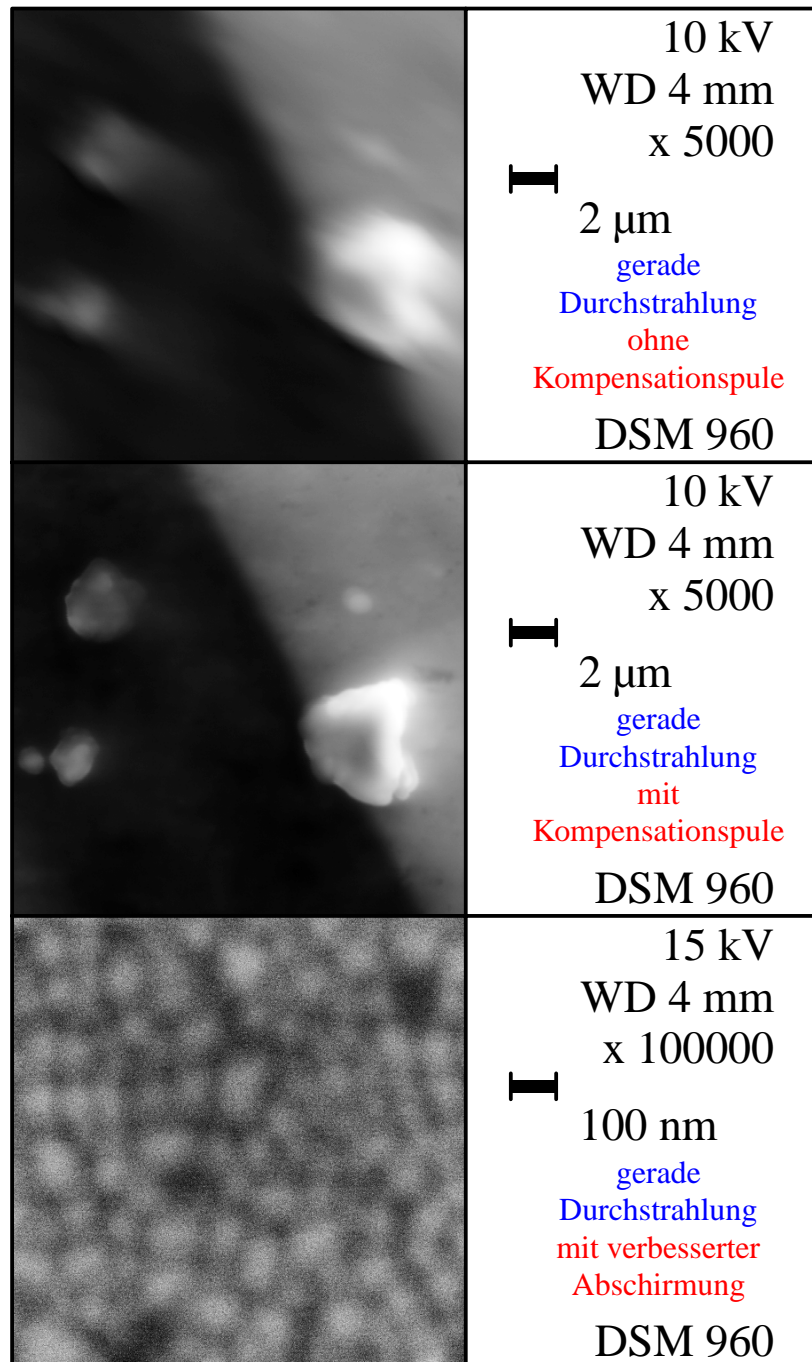


Abbildung 5.9: Bilder in gerader Durchstrahlung des Strahlteilers. Bei fehlender Abschirmung um die untere Feldlinse ist das Bild sehr unscharf (oben). Die Kompensation des statischen magnetischen Flusses zwischen Strahlteiler und Objektivlinse mit der Kompensationsspule (siehe Abbildung 5.4) reduziert die Unschärfe weitgehend (Mitte). Die theoretische Auflösungsgrenze wird erst mit allen beschriebenen Abschirmmaßnahmen erreicht (unten).

5.3 Feldlinsen

Die als Prototyp gefertigte Feldlinse Nr. 1 konnte bereits getestet werden, bevor der Strahlteiler mit Spulen bestückt war. Hierzu wurde der Aufbau nach Abbildung 5.4 verwendet. Anstelle des Spiegels war ein Blindflansch montiert. Zur Erprobung der Feldlinse wurde zudem die Objektivlinse ausgeschaltet und das Elektronenbündel stattdessen mit der (unteren) Feldlinse auf die Probe fokussiert.

Die prinzipielle Funktionsfähigkeit der Feldlinse ist mit der oberen Aufnahme in Abbildung 5.10 dokumentiert. Aufgrund der fehlenden Abschirmung auf einer Länge von je 50 mm ober- und unterhalb des Strahlteilers ist der Einfluß von Streufeldern der Frequenz 50 Hz als wellenlinienförmige Verzerrung des Kupfernetzes sichtbar. Dies liegt daran, daß bei der gewählten Aufnahmezeit der Start der Rasterung jeder Zeile netzsynchron erfolgt. Jede Spalte des Bildes ist somit bei gleicher Netzphase aufgenommen, was zu einem nahezu identischen Versatz des Rasterflecks in der Objektebene durch das Streufeld führt. Die Einzugszeit für eine Zeile liegt bei etwa 60 ms. Die erreichbare Punktauflösung der Feldlinse konnte bei höherer Vergrößerung wegen der starken Störfelder lediglich zu etwa 800 nm abgeschätzt werden. Die Einbaulage der Feldlinse ist mit einem (sehr großen) Abstand von 160 mm zum Objekt und 425 mm zum Zwischenbild für ein Rasterelektronenmikroskop ungünstig. Bei einem Blendendurchmesser von 70 μm kann bestenfalls eine Auflösung von 330 nm erreicht werden. Aufgrund dieses Ergebnisses wurden drei weitere baugleiche Feldlinsen in Auftrag gegeben.

Das untere Bild in Abbildung 5.10 wurde im Meßaufbau mit Spiegel gemäß Abbildung 5.4 in gerader Durchstrahlung aufgenommen. Strahlteiler und Objektivlinse waren abgeschaltet. Die Einzugszeit entspricht der des oberen Bildes, die Vergrößerung ist jedoch achtmal höher. Sowohl ober- als auch unterhalb des Strahlteilers sind zusätzliche Abschirmzylinder eingebaut. Der Strahlteiler ist von dem u-förmigen Mu-Metallblech (vergleiche Seite 64) umschlossen. Die hellen Bildbereiche stellen den Kreuzungspunkt eines strukturierten, orthogonalen Kupfernetzes dar, die Trägerfolie erscheint dunkel. Da die Rasterspulen auf den Betrieb im Randfeldbereich der lamordrehenden Objektivlinse ausgelegt sind, scheinen sich die Kupferstreifen nicht senkrecht zu schneiden – das Bild ist leicht geschert. Einflüsse von Streufeldern der Frequenz von 50 Hz sind in dieser Aufnahme nicht mehr feststellbar.

Zu Beginn der Tests der einfachen 90°-Ablenkung durch den Strahlteiler wurde die Feldlinse Nr. 1 in der unteren und die Feldlinse Nr. 2 in der oberen Position montiert. Die optischen Achsen der Feldlinsen legen die Position des Strahlteilers fest. Abweichungen des Strahlteilers von der idealen Lage um $\pm 0,1$ mm sind nach theoretischen Berechnungen zulässig. Eine geeignete Verschiebung des Strahlteilers gehört zur Grundjustierung des Systems. Dazu wird zuerst die Blende so eingestellt, daß die

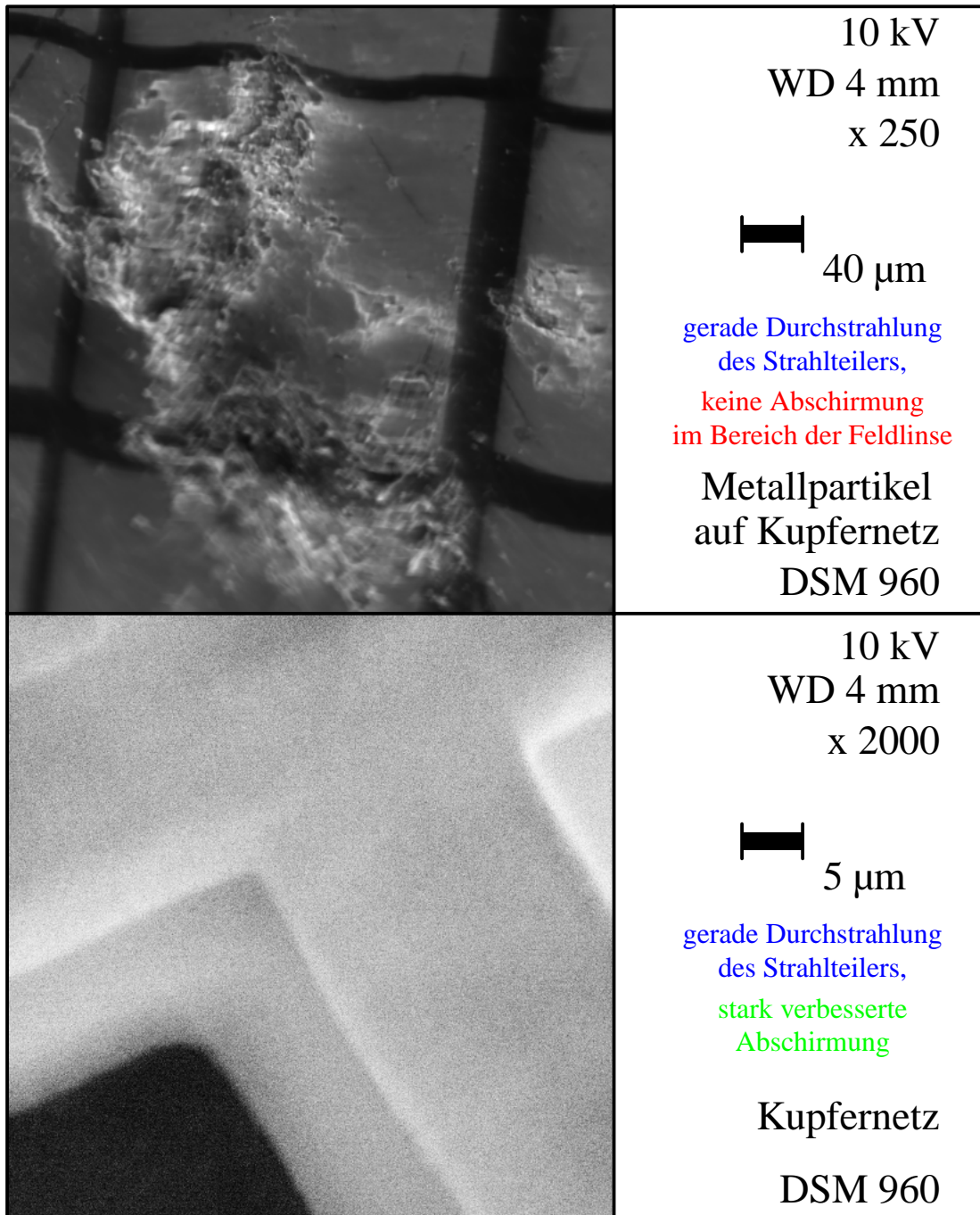


Abbildung 5.10: Abbildungsleistung der Feldlinsen bei gerader Durchstrahlung des Strahlteilers. Der Einfluß von magnetischen Streufeldern mit einer Frequenz von 50 Hz ist durch die Verbesserung der magnetischen Abschirmung um über eine Größenordnung reduziert. Die Formung der Sonde erfolgt mit der unteren Feldlinse anstelle der Objektivlinse.

obere Feldlinse zentrisch von dem Elektronenbündel durchstrahlt wird. Eine bewährte Kontrollmethode für die Justierung ist das *Wobbeln*. Man überlagert hierzu der zur Fokussierung notwendigen Gleichspannung von einigen Kilovolt einen Wechselspannungsanteil von etwa 100 V mit einer Frequenz in der Größenordnung von 1 Hz. Bei der periodischen Defokussierung durch die Wechselspannung darf das Bild lediglich unscharf werden, jedoch nicht auswandern. Damit ist gewährleistet, daß die zentrale Trajektorie des Elektronenbündels in der Linse mit einem (ungebrochenen) Mittelpunktstrahl zusammenfällt. Im zweiten Schritt kann dann die untere Feldlinse durch horizontale Verschiebung des Strahlteilers zentrisch getroffen werden.

Nach dieser Prozedur wies die Sonden- und damit die Bildposition einen Versatz von 244 μm auf, wenn die Elektronen entweder mit der oberen oder der unteren Feldlinse fokussiert wurden. Das bedeutet, daß trotz des Wobbelns mindestens eine der beiden Feldlinsen die Elektronen bei einer Driftstrecke von 172 mm bis zur Objektebene um einen Winkel von 1,4 mrad ablenkt. Eine Strahlkipfung dieser Größe ist für den Einsatz der Feldlinsen im „SMART“ bei nahezu konstanter Erregung tolerabel. Da der Tetrodenspiegel mit wesentlich höheren Genauigkeitsanforderungen jedoch nach demselben Verfahren gefertigt ist, war die Aufklärung der Ursache für die Strahlkipfung notwendig.

Die Ablenkeigenschaften der beiden Feldlinsen können mit dem sogenannten *Durchfokussieren* untersucht werden. Hierzu erniedrigt man bei festgehaltener Bildlage die Brechkraft der einen Linse bei gleichzeitiger Erhöhung der Brechkraft der anderen Linse. Die Messung der Bildverschiebung als Funktion der Spannung an der jeweiligen Mittelelektrode ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Sie zeigt deutlich, daß die Feldlinse Nr. 1 für die Verkipfung des Strahls verantwortlich ist. Der Kippwinkel ist der Spannung an der Mittelelektrode proportional. Dieses Verhalten ist mit dem einer außerzentrish getroffenen, idealen Rundlinse unvereinbar: Die Strahlkipfung einer versetzt durchstrahlten Rundlinse ist proportional zum Produkt aus Versatz und Brechkraft. Die Brechkraft einer dünnen elektrostatischen Einzellinse ist im nichtrelativistischen Fall durch

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{16} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Phi'(z)}{\Phi(z)} \right)^2 dz \quad (5.5)$$

gegeben [34], wobei $\Phi(z)$ das elektrische Potential auf der Achse bezeichnet. Für kleine Spannungen U an der Mittelelektrode kann die Brechkraft zu

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{16} \frac{l_{\text{eff}}}{d^2} \left(\frac{U}{U_b} \right)^2 \quad (5.6)$$

abgeschätzt werden. Hierbei ist $U_b = 15 \text{ kV}$ die Beschleunigungsspannung der Elektronen, l_{eff} eine Länge in der Größenordnung der Linsenausdehnung und d der Elektrodenabstand. Die Formel gilt unter der Voraussetzung $|U| \ll \Phi(z) \approx U_b$ und der einfachen Näherung für die elektrische Feldstärke auf der Achse zwischen zwei Elektroden $|E_z(z)| = |-\Phi'(z)| \approx |U|/d$. Die Strahlkipfung wächst also bei einer dünnen,

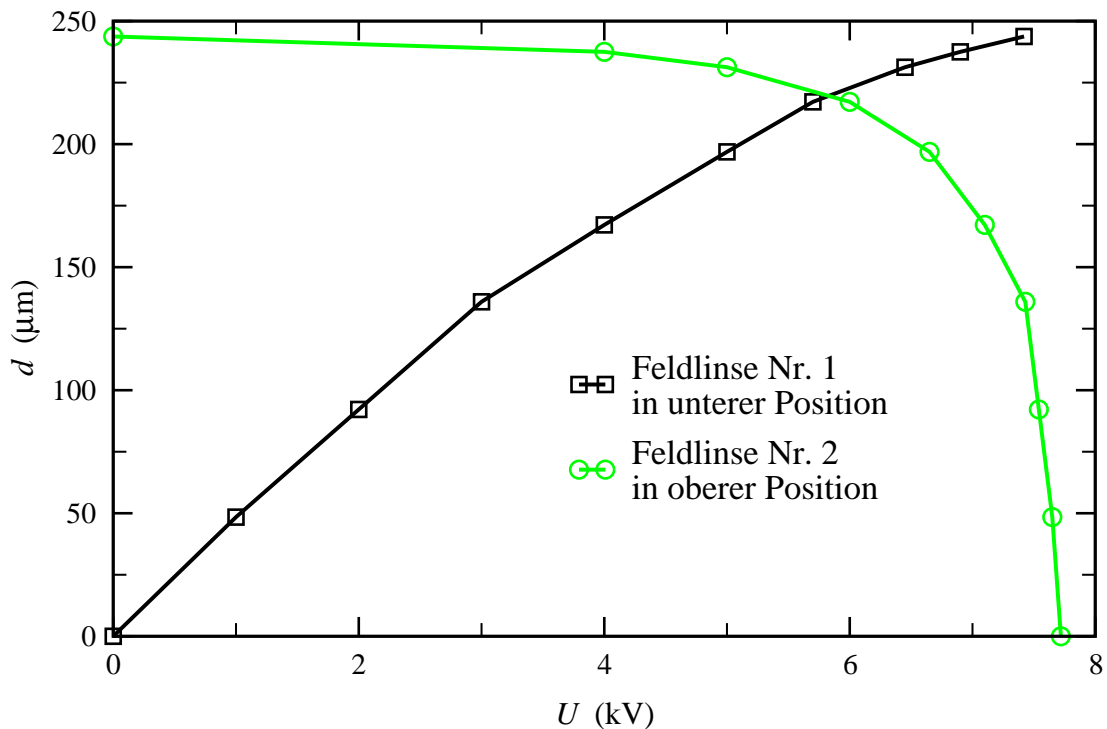


Abbildung 5.11: Verschiebung des Bildes beim Durchfokussieren von oberer zu unterer Feldlinse als Funktion der Spannung an der zugehörigen Mittelelektrode. Während die Feldlinse Nr. 1 einen großen linearen Anteil von $50 \mu\text{m}/\text{kV}$ aufweist, bleibt die Anfangssteigung bei der Feldlinse Nr. 2 unter $2,5 \mu\text{m}/\text{kV}$.

versetzt durchstrahlten elektrostatischen Einzellinse quadratisch mit der Spannung an der Mittelelektrode. Die Ursache für das Verhalten der Feldlinse Nr. 1 muß also eine Abweichung von der Rotationssymmetrie sein, wodurch Influenzladungen auf den Elektroden induziert werden können. Die Induktionsladung steigt linear mit der Spannung U an der Mittelelektrode an.

Der Effekt der Influenzladung ist in Abbildung 5.12 am Beispiel der Feldlinse Nr. 3 verdeutlicht. Die angegebenen Versetzungen traten nach einer ersten Nachbearbeitung zufällig in einem ebenen Schnitt auf. Durch den entgegengesetzt gerichteten Versatz der vorderen und mittleren Blende entstehen Influenzladungen auf den Elektroden derart, daß eine eindeutige Zuordnung der Auswanderungsrichtung möglich ist. In den anderen Fällen war wegen der nicht kollinearen Versetzungen eine so einfache Richtungszuordnung nicht möglich.

Die Feldlinsen wurden nach Feststellung der Strahlklippung in einer Drehbank mit Meßuhren vermessen. Die Ergebnisse sind mit der zugehörigen Strahlklippung in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die Feldlinsen Nr. 1 und Nr. 3 konnten erfolgreich nachbe-

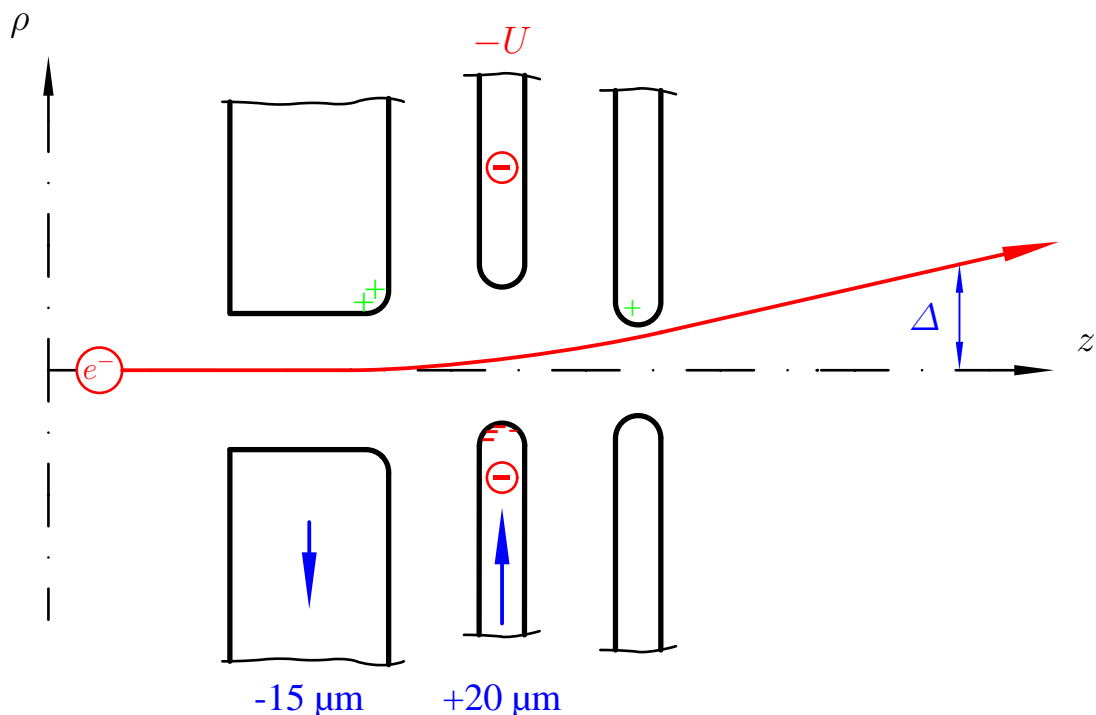


Abbildung 5.12: Auswirkung des lateralen Versatzes der einzelnen Elektroden einer Feldlinse am Beispiel der Feldlinse Nr. 3. Zur Verdeutlichung des Effekts sind die Versetzungen überhöht dargestellt. Durch die Verschiebung der beiden vorderen Elektroden in entgegengesetzte Richtung entstehen Influenzladungen. Die Stärke des daraus resultierenden Dipolfelds ist proportional zur Spannung $-U$ an der Mittelelektrode. Durch das Dipolfeld erhält ein einfallendes Elektron eine zusätzliche radiale Geschwindigkeitskomponente, die sich als Auswanderung Δ des Bildes äußert und linear mit der Spannung an der Mittelelektrode anwächst.

arbeitet werden. Die Bohrungen in den Elektroden fluchten nun auf etwa $5 \mu\text{m}$, was der Maschinengenauigkeit der verwendeten Drehbank entspricht. Eine Strahlkippung ist wie auch bei Feldlinse Nr. 2 nicht mehr nachweisbar. Bei der vierten Feldlinse scheint das Pressen der Kugelsitze mißlungen, da sie je nach Anzugsmoment der Schrauben zwei unterscheidbare Zustände einnimmt, die sowohl im mechanischen Versatz als auch in der Strahlkippung nachgewiesen werden konnten. Dies macht eine Nacharbeitung der Feldlinse Nr. 4 sinnlos.

Aufgrund der mit den Feldlinsen gesammelten Erfahrung wurde der Tetrodenspiegel ebenfalls nachbearbeitet. Die Bohrungen der Spiegelelektroden fluchten nun mit einer Präzision von $6 \mu\text{m}$ relativ zueinander. Dieses Resultat ist höchst zufriedenstellend, da die Abmessungen des Spiegels erheblich größer als die der Feldlinsen sind, und der Spiegel außerdem doppelt so viele Kugelsitze aufweist.

Feldlinse	Anfangszustand		Endzustand	
	$\tilde{\alpha}$ ($\mu\text{rad/kV}$)	ρ_{\max} (μm)	$\tilde{\alpha}$ ($\mu\text{rad/kV}$)	ρ_{\max} (μm)
Nr. 1	315	150	< 7	< 5
Nr. 2	$\ll 14$	< 10	< 7	< 5
Nr. 3	145	150	< 7	$\lesssim 5$
Nr. 4	38	≈ 20	≈ 27	≈ 20

Tabelle 5.1: Zusammenstellung von Strahlkipfung und mechanischer Genauigkeit der Feldlinsen. Die Strahlkipfung $\tilde{\alpha}$ ist auf die Erregung der betroffenen Feldlinse mit 1 kV bezogen, während ρ_{\max} den maximalen lateralen Versatz zweier Elektrodenbohrungen zueinander angibt.

5.4 Strahlteiler

Die Erprobung einer einfachen 90°-Ablenkung durch den Strahlteiler erfolgte in dem in Abbildung 5.13 zu sehenden Aufbau, bei dem die elektronenoptischen Elemente wie in Abbildung 5.5 auf Seite 58 angeordnet sind. Der Strahlteiler ist in den Strahlengang eines konventionellen Rasterelektronenmikroskops zwischen Blende und Objektivlinse integriert. Er bildet idealerweise bei einer 90°-Ablenkung seine Eintrittsebene 1 : 1 wie bei einer 8f-Anordnung von Rundlinsen in seine Austrittsebene ab, die jeweils an den Polschuhkanten liegen. Er wirkt deshalb im Strahlengang wie ein Element der Länge Null, das jedoch Abbildungsfehler einführt. Durch die Adapterflansche ist die elektronenoptisch wirksame Säulenlänge gegenüber dem unmodifizierten Mikroskop um 103 mm gewachsen.

Die Erprobung des Strahlteilers besteht im wesentlichen aus zwei Aufgaben: der Entwicklung einer geeigneten Justierstrategie und der Abschätzung der Abbildungsfehler. Für beide Aufgaben ist es notwendig, das Mikroskop in verschiedenen Modi zu betreiben, die in Abbildung 5.14 zusammengestellt sind. Im Meßmodus (A) wird das Mikroskop wie gewohnt betrieben. Die Anforderungen an den Strahlteiler sind in diesem Modus höher als später im „SMART“, weil die Ausdehnung des Elektronenbündels innerhalb des Strahlteilers im Mittel dreimal so groß ist. Die Ursache hierfür ist die unterschiedliche Lage der Zwischenbilder. Im Testbetrieb liegt das Zwischenbild der Quelle im Abstand von 135 mm vor der Strahlteilerkante, während die Objektivlinse des „SMART“ das Objekt in die Eintrittsebene des Strahlteilers abbildet. Reduziert der Strahlteiler mit seinen Restfehlern die Auflösung des Testmikroskops nicht, so ist auf jeden Fall ein erfolgreicher Betrieb des unkorrigierten „SMART“ mit Strahlteiler gewährleistet. Meßmodus (B) macht die Restfehler des Strahlteilers sichtbar. Die Sonde wird hierbei von oberer Feldlinse und Strahlteiler geformt. Da die Objektivlinse abgeschaltet ist, werden die Abbildungsfehler des Strahlteilers unverkleinert in die Objektebene übertragen. Der Meßmodus (C) mit einem zusätzlichen Zwischenbild der

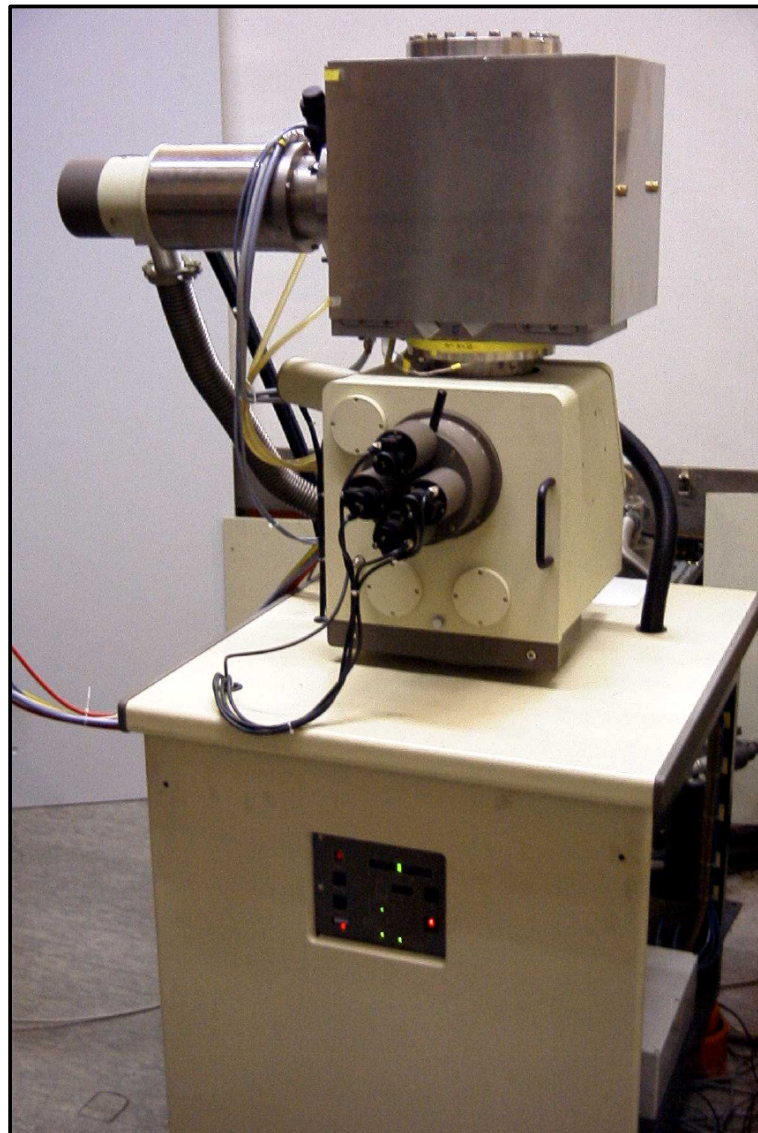


Abbildung 5.13: Testaufbau zur Erprobung des Strahlteilers. Der Strahlteiler befindet sich hinter dem Abschirmblech aus Mu-Metall. Die Lage der einzelnen elektronenoptischen Elemente ist aus Abbildung 5.5 ersichtlich.

Quelle in der Ebene des Ablenkelements O dient der Bestimmung des Öffnungsfehlers der Objektivlinse. Mit dem Ablenkelement O kann dann das beleuchtende Elektronenbündel ohne Versatz um das Zwischenbild gekippt werden.

Zur Grundjustierung des Systems werden Einstrahlort und -richtung in den Strahlteiler mit Hilfe der Blende so festgelegt, daß im Modus (B) die obere Feldlinse zentrisch

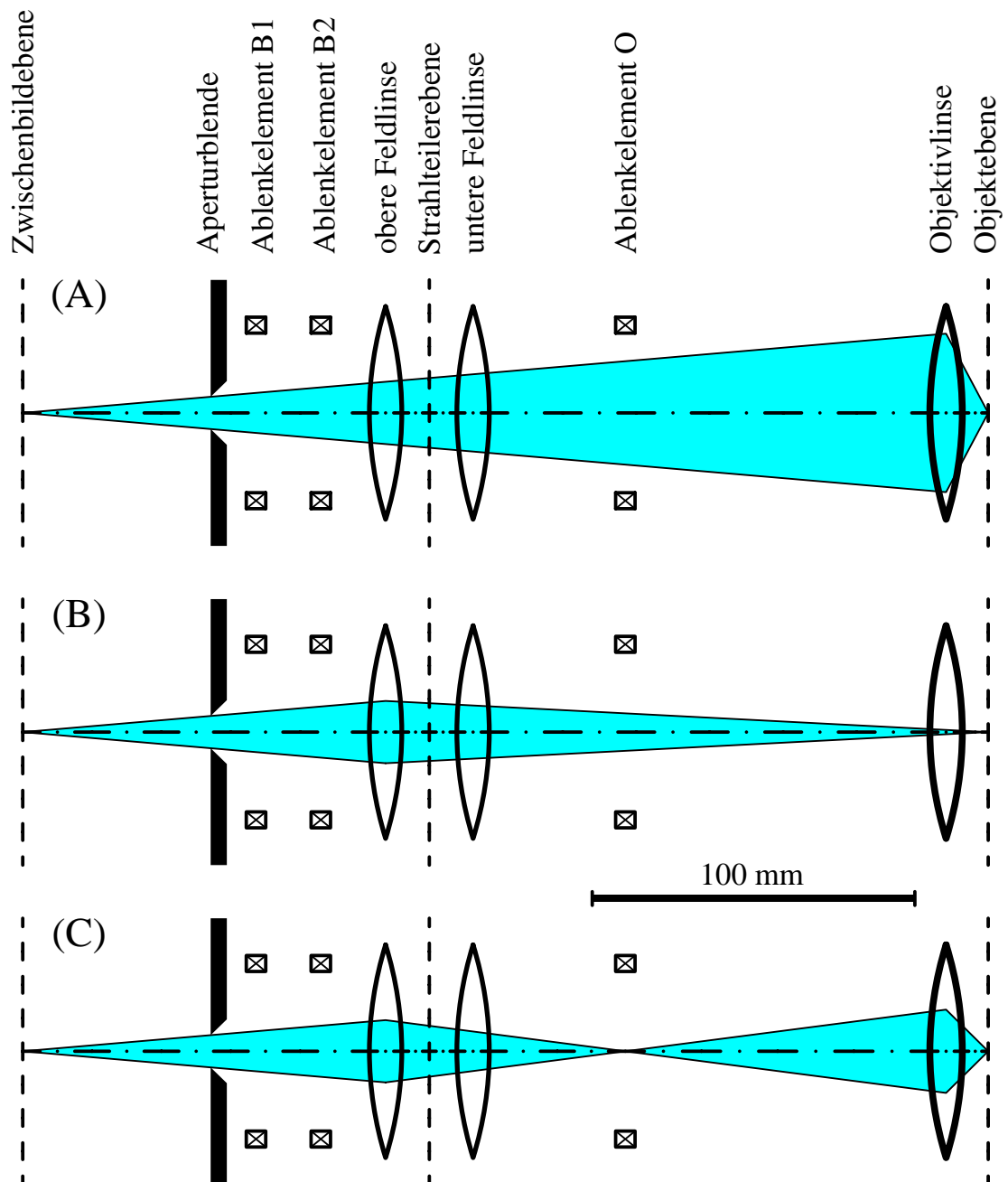


Abbildung 5.14: Zusammenstellung der verschiedenen Meßmodi. Der Strahlteiler wird durch eine Ebene beschrieben, da er seine Eingangsbildebene 1 : 1 in seine Ausgangsbildebene abbildet. Zur Formung der Rastersonde wird das Zwischenbild der Quelle hinter dem Kondensor entweder von der Objektivlinse (A) oder der oberen Feldlinse (B) in die Objektebene abgebildet. Im Modus (C) erzeugt die obere Feldlinse ein zusätzliches Zwischenbild in der Ebene des Ablenkelements O, das von der Objektivlinse auf die Probe abgebildet wird.

durchstrahlt ist. Der Strom I_s durch die in Reihe geschalteten Hauptspulen des Strahlteilers wird dann so feinjustiert, daß die Elektronen in der Objektebene stigmatisch fokussiert werden. Danach verschiebt man den Strahlteiler horizontal, bis in diesem Modus auch das Zentrum der unteren Feldlinse getroffen wird. Dies kann dadurch kontrolliert werden, daß bei Anlegen einer Spannung an die Mittelelektrode der unteren Feldlinse das Bild nicht auswandert. Schließlich kann man im Modus (A) mit dem Ablenkelement O dafür sorgen, daß das Elektronenbündel durch das Zentrum der Objektivlinse tritt. Hierzu ist am Mikroskop ein Wobbler für den Spulenstrom der Objektivlinse vorhanden.

Die beschriebene Grundjustierung des Systems garantiert nicht, daß die optische Achse des Strahlteilers mit der zentralen Trajektorie des Elektronenbündels zusammenfällt. Dies muß gesondert eingestellt werden. Ein gutes Kriterium hierfür ist das Verschwinden des linearen Dispersionskoeffizienten des Strahlteilers. Dies kann entweder durch kleine Variationen der Elektronenenergie E_n oder des Stroms I_s in den Hauptspulen des Strahlteilers überprüft werden. Unter der Voraussetzung, daß die magnetische Flußdichte \vec{B} im Strahlteiler proportional zum Spulenstrom I_s ist und relativistische Effekte vernachlässigt werden können, erhält man unter Verwendung von Gleichung (5.1) $I_s \sim \sqrt{E_n} \sim \sqrt{U_b}$. Bei genügend kleinen Änderungen sind deshalb relative Strom- und Energieänderung bis auf einen Faktor zwei äquivalent:

$$2 \frac{dI_s}{I_s} = \frac{dE_n}{E_n} = \frac{dU_b}{U_b} \quad . \quad (5.7)$$

Bei ersten Untersuchungen zeigte der Strahlteiler bei kleinen Änderungen des Hauptstroms eine Restdispersion. Die Ergebnisse für große Energieänderungen im Meßmodus (A) waren jedoch erfolgversprechend. Die beiden oberen Bilder in Abbildung 5.15 zeigen die durch eine Energieerhöhung von 10 keV auf 12 keV hervorgerufene Auswanderung des Bildes. Der Hauptstrom des Strahlteilers blieb unverändert auf eine Nominalenergie von 10 keV eingestellt. Die Mikroskopsteuerung führt bei Energieerhöhung lediglich die Erregung der Objektivlinse grob nach, was bei eingewobelter Objektivlinse keine Bildverschiebung zu Folge hat. Die gemessene Auswanderung von 28 μm ist um einen Faktor zwei größer als der für den idealen Strahlteiler berechnete Wert, jedoch um einen Faktor 20 kleiner als bei einer Strahlumlenkung durch ein homogenes Magnetfeld gleicher Stärke (Krümmungsradius $R = 18,55 \text{ mm}$). Durch Nachfokussieren und Einstellen einer von der Grundjustierung abweichenden Blendenposition kann die Abbildungsqualität gesteigert werden (unteres Bild). Die Auflösung wird von energieabhängigen Restfehlern des Strahlteilers begrenzt. Die relative Energieabweichung κ beträgt hier 0,2. Im Normalbetrieb eines Rasterelektronenmikroskops liegt die durch die Energiebreite der Quelle bestimmte maximale relative Energieabweichung bei etwa $2 \cdot 10^{-4}$.

Der Strahlteiler überträgt sogar Elektronenbündel noch größerer Energieabweichung. Wie Abbildung 5.16 zeigt, können Elektronen mit Energien zwischen 8 keV und

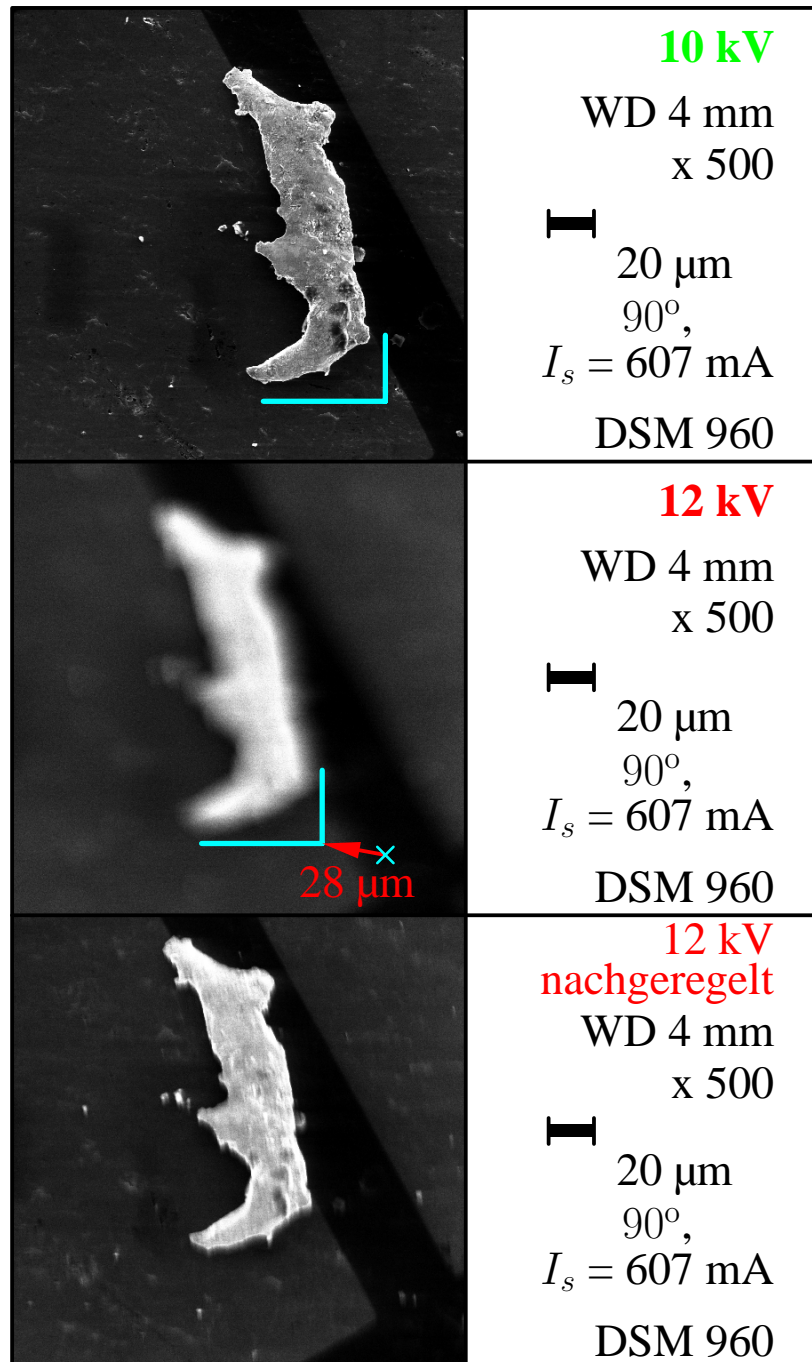


Abbildung 5.15: Test der Dispersion des Strahlteilers. Der Spulenstrom ist zur Aufnahme aller Bilder auf eine Beschleunigungsspannung von 10 kV eingestellt. Erhöht man die Beschleunigungsspannung auf 12 kV (Mitte), so wandert das Bild um 28 μm aus. Dies ist zwangszimal weniger als bei einer Ablenkung mit einem homogenen Magnetfeld gleicher Stärke. Durch Nachregeln der Blendenposition und der Fokussierung gewinnt das Bild an Schärfe (unten).

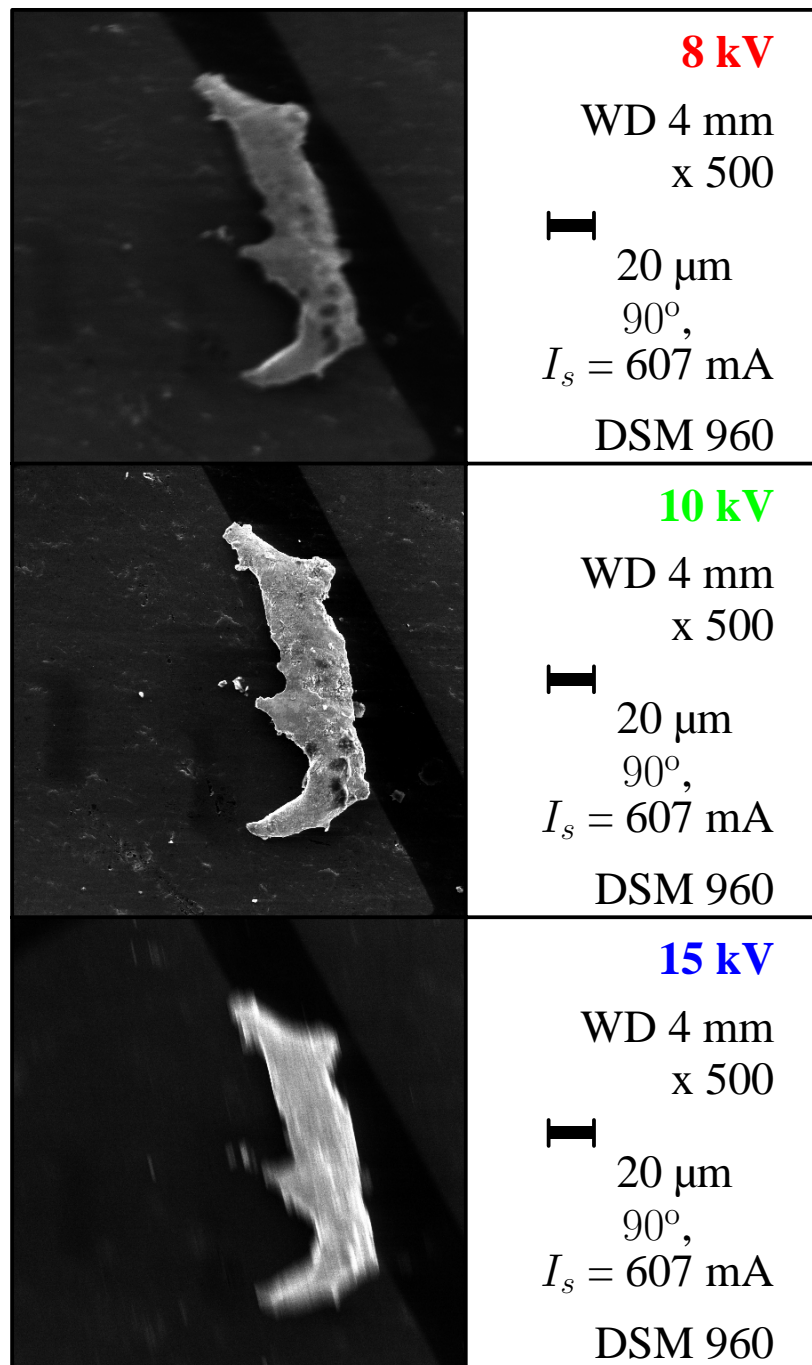


Abbildung 5.16: Übertragung des Elektronenbündels durch den Strahlteiler bei extremen Energieabweichungen. Der Spulenstrom des Strahlteilers ist bei allen Bildern auf eine Nominalenergie von 10 keV eingestellt. Die Bildverschiebung aufgrund der Dispersion wurde ausgleichend. Desweiteren wurden Fokus und Blendenposition an die geänderte Elektronenenergie angepaßt.

15 keV den Strahlteiler passieren, obwohl dieser auf eine Sollenergie von 10 keV eingestellt ist. Dabei werden die Strahlrohre im Bereich der Objektivlinse mit Durchmessern von nur einigen Millimetern nicht getroffen. Die Bildauswanderung wurde durch Verschiebung des Objektstischs ausgeglichen.

Die sich anschließende Untersuchung der Bildauswanderung bei kleinen Stromänderungen in den Spulen des Strahlteilers zeigte, daß die Dispersion durch die Blendenposition beeinflußt werden kann. Zur genaueren Analyse dieser Abhängigkeit wurde im Strahlengang hinter der Blende ein zusätzliches Doppelablenkelement installiert. Es erlaubt außerdem die getrennte Einstellung von Strahlkipfung und -versatz, die bei Bewegung der Blende verkoppelt sind. Durch gegengleiche Erregung der beiden Ablenkelemente B1 und B2 (vergleiche Abbildungen 5.5 und 5.14) kann ausgehend von der oben beschriebenen Grundjustierung versetzt in den Strahlteiler eingestrahlt werden. Die Auslenkung des Elektronenbündels um 0,2 mm nach oben führte zu einer im Rahmen der Meßgenauigkeit dispersionsfreien Durchstrahlung des Strahlteilers bei Stromänderungen $\Delta I_s/I_s$ von zwei Promille. Das bedeutet, daß der Strahlteiler frei von einer Dispersion ersten Grades (dem linearen Dispersionskoeffizienten in der Fehlerentwicklung) durchstrahlt wird. Dies lieferte ein Kriterium zu einer ausreichend genauen vertikalen Justierung des Strahlteilers. Die Auflageflächen für die Polschuhplatten wurden um 0,2 mm erniedrigt. Damit konnten die optische Achse der oberen Feldlinse und der Einstrahlort für eine im obigen Sinn „dispersionsfreie“ Durchstrahlung des Strahlteilers zur Deckung gebracht werden. Die Vorgehensweise zur Grundjustierung bleibt hiervon unberührt.

Der Meßmodus (B) erlaubt die Bestimmung der Dispersionskoeffizienten höheren Grades des Strahlteilers. Man mißt die Bildauslenkung in der Objektebene als Funktion der Elektronenenergie bei unveränderter Erregung des Strahlteilers mit $I_s = 739,1$ mA, die einer Nominalenergie von $E_n = 15$ keV entspricht. Die in Abbildung 5.17 dargestellte Messung stimmt nicht mit den theoretischen Werten für den idealen, ersten und zweiten Grades dispersionsfreien Strahlteiler überein. Nimmt man jedoch an, daß der lineare Dispersionkoeffizient -1 mm und der quadratische 10 mm betragen, so liegen die berechneten Werte innerhalb der Fehlergrenzen der Meßergebnisse. Die Größe der beiden Koeffizienten entspricht einem beziehungsweise zehn Prozent des jeweiligen Maximums von 100 mm innerhalb des Strahlteilers. Der lineare Koeffizient kann durch exaktere Einstrahlung im Mikrometerbereich weiter reduziert werden. Der nichtverschwindende quadratische Anteil ist möglicherweise durch fertigungstechnisch bedingte Symmetrieverletzung verursacht. Eine Restdispersion zweiten Grades dieser Größe ist jedoch beim Einsatz des Strahlteilers im Spektromikroskop zulässig. Hierzu sei angemerkt, daß die von vornherein zur (inneren) Feinabstimmung des Strahlteilers vorgesehenen Justierspulen bei keiner Messung benutzt wurden.

Mit der oben beschriebenen Grundjustierung in Verbindung mit der „dispersionsfreien“ Durchstrahlung sind die Voraussetzungen geschaffen, um die Abbildungsqualität

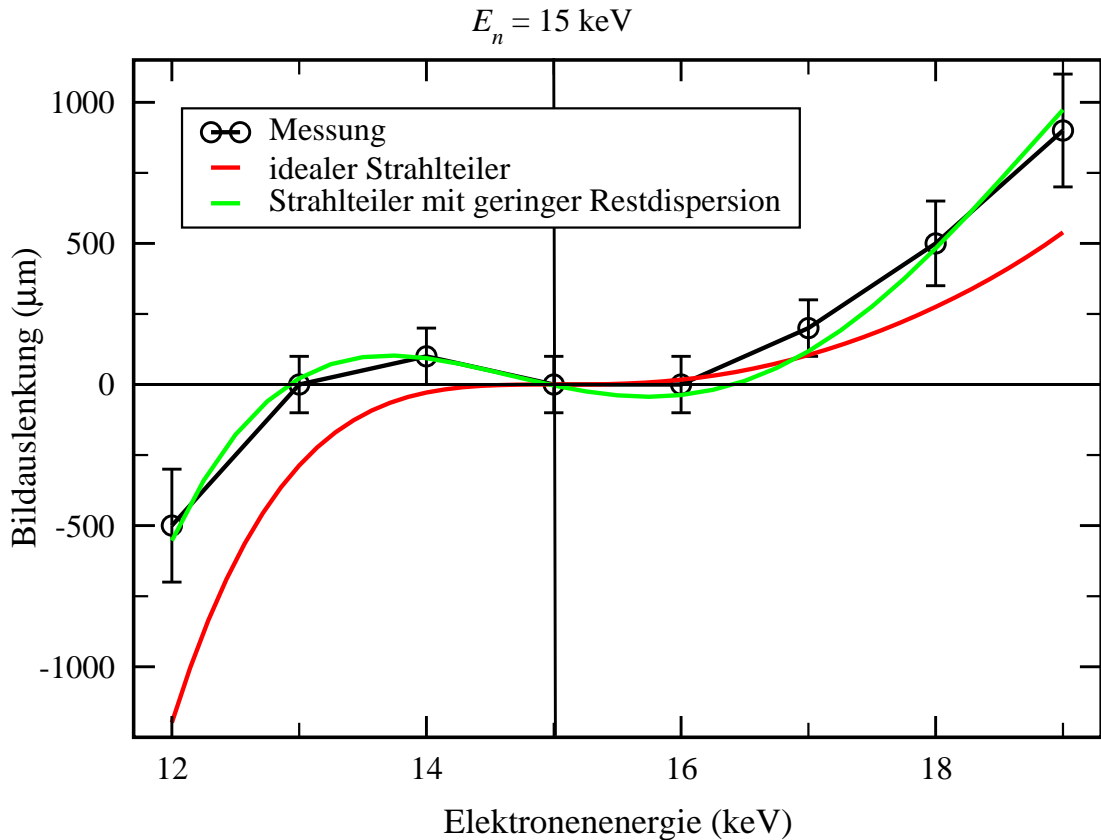


Abbildung 5.17: Auslenkung des Bildes als Funktion der Elektronenenergie im Meßmodus (A) zur Bestimmung der Restdispersion des Strahlteilers. Die Erregung des Strahlteilers bleibt unverändert auf eine Nominalenergie von $E_n = 15 \text{ keV}$ eingestellt. Die Meßwerte sind mit den berechneten Werten erst in Einklang zu bringen, wenn man einen linearen Dispersionskoeffizienten von -1 mm und einen quadratischen Dispersionskoeffizienten von 10 mm zuläßt. Die Werte der Koeffizienten entsprechen einem beziehungsweise zehn Prozent der maximal innerhalb des Strahlteilers auftretenden Werte.

des Strahlteilers anhand der Kantenauflösung in den Meßmodi (A) und (B) zu charakterisieren. Wie in Abbildung 5.18 gezeigt, wurde im Meßmodus (A) bei einer Nominalenergie von 15 keV eine Kantenauflösung von $9,5 \text{ nm}$ im xz -Schnitt, der Mittelebene des Strahlteilers, erzielt. Dies entspricht in etwa der Auflösung des unmodifizierten Mikroskops. Nach theoretischen Berechnungen kann in diesem Modus bei einer Blende mit einem Durchmesser von $40 \mu\text{m}$ eine Auflösung von 7 nm im xz - und 11 nm im yz -Schnitt erreicht werden. Das experimentelle Resultat zeigt, daß die Restfehler des ersten getesteten Quadranten des Strahlteilers die Auflösung des Rasterelektronenmikroskops nicht einschränken. Dieses Ergebnis gewährleistet, daß der Strahlteiler ohne Auflösungsreduzierung in das (unkorrigierte) „SMART“ einge-

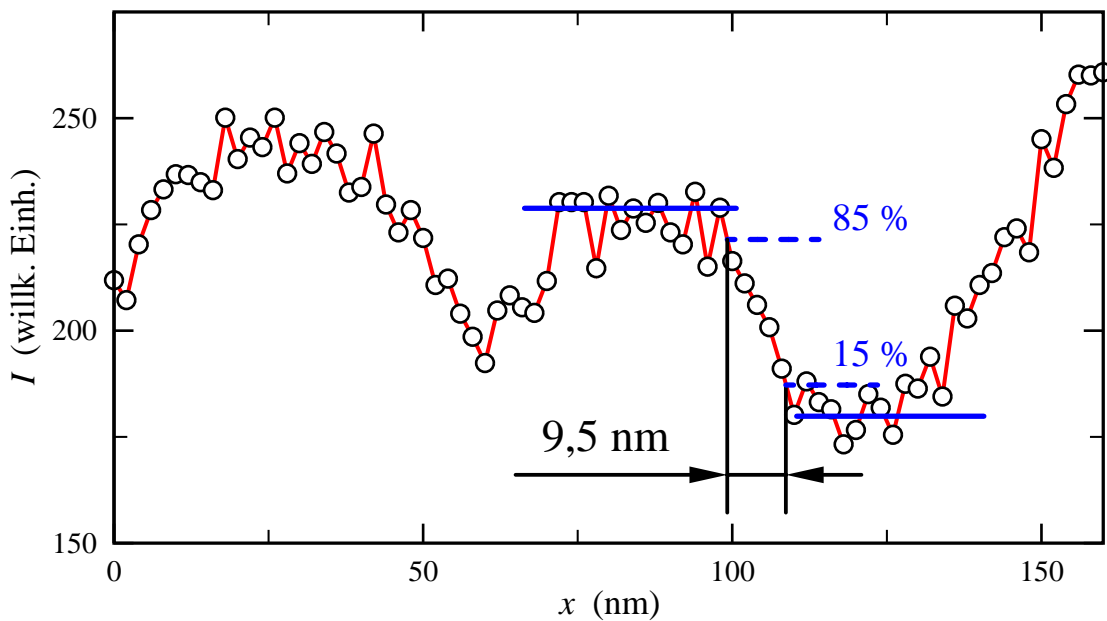
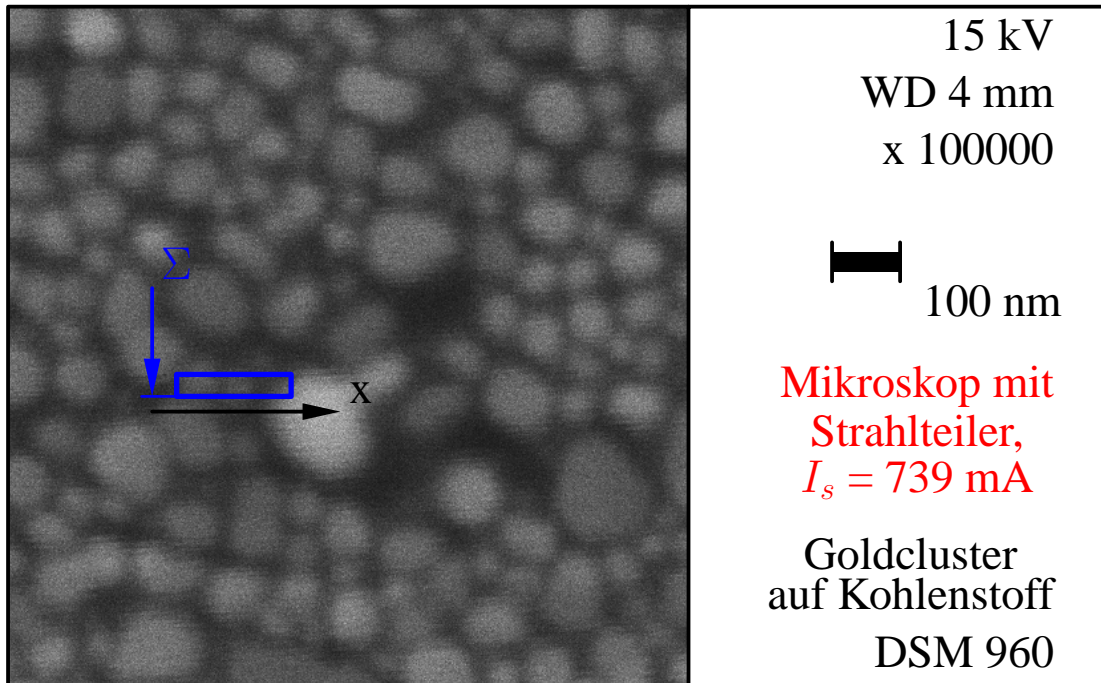


Abbildung 5.18: Die Auflösung des Rasterelektronenmikroskops DSM 960 mit Strahlteiler im Meßmodus (A) beträgt im xz -Schnitt 9,5 nm bei einer Beschleunigungsspannung von 15 kV. Die erzielte Auflösung ist der des unmodifizierten Geräts vergleichbar. Das in der unteren Bildhälfte gezeigte Intensitätsprofil erhält man durch Mittelung der Intensitätswerte in dem oben angegebenen Kasten längs des Summationspfeils.

baut werden kann. Die im Bild erkennbaren Querstreifen sind von einem Lagerschaden der Turbomolekularpumpe verursacht. Diese mechanische Störung wurde durch den Austausch der Pumpe behoben. Damit ist der mechanische Aufbau ausreichend stabil, um Auflösungen unter 10 nm nachzuweisen.

Die Abbildungsfehler des Strahlteilers werden erst im Meßmodus (B) deutlich sichtbar. Bei großer Blende ($\varnothing = 200 \mu\text{m}$) wirken sich die geometrischen Fehler am stärksten aus. Die Wahl einer kleineren Blende ist aus mehreren Gründen nicht sinnvoll. Die erreichbaren Auflösungen bei einer Blende mit einem Durchmesser von $40 \mu\text{m}$ liegen unter 100 nm. Sie können wegen der fehlenden Verkleinerung der Sonde durch die Objektivlinse bei gleichzeitiger Vergrößerung des Zwischenbilds um den Faktor 1,6 durch die obere Feldlinse aus zwei Gründen nicht mehr nachgewiesen werden. Zum einen wirken sich die magnetischen Einstreuungen in der Objektebene um etwa einen Faktor 40 stärker aus und verhindern so eine zweifelsfreie Auflösungsbestimmung; zum anderen wird die Größe der Sonde nicht mehr durch Abbildungsfehler, sondern durch die geometrische Größe des Quellbildes begrenzt. Die Beschränkung durch die Quellgröße liegt selbst bei maximaler Verkleinerung der Quelle durch den Kondensor bei etwa 150 nm. Bei starker Erregung des Kondensors wird außerdem die aus dem Zwischenbild emittierte Intensität pro Raumwinkel immer niedriger, so daß das Signal-Rausch-Verhältnis ungünstig und damit der Kontrast immer geringer wird. Im Gegensatz hierzu ist bei großer Blende das Signal-Rausch-Verhältnis hoch. Die Gesamtintensität in der Sonde steigt quadratisch mit dem Blendendurchmesser an. Die erzielbaren Kantenaufösungen von über 400 nm können problemlos nachgewiesen werden.

Abbildung 5.19 zeigt exemplarisch die Bestimmung der Kantenauflösung am ersten Quadranten im xz -Schnitt. Der xz -Schnitt bezeichnet die Mittelebene des Strahlteilers. Zum Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen wird als Kriterium für die Kantenauflösung die Strecke angegeben, auf der das Signal zwischen den beiden Plateaus vor und hinter der Kante des Kupfernetzes von 15 % der Höhendifferenz auf 85 % ansteigt. Die Auflösung liegt dicht am theoretisch erreichbaren Wert für die verwendete Blende. Als Energiebreite der Quelle wurden 3 eV angenommen.

Die Ergebnisse sämtlicher Quadranten des Strahlteilers in beiden Schnitten sind in Tabelle 5.4 zusammengefaßt. Die gemessenen Auflösungen liegen durchgängig nahe bei den theoretischen Werten für den idealen Strahlteiler. Bei den Quadranten 2, 3 und 4 mußte hierzu jedoch um einige Millirad verkippt in den Strahlteiler eingestrahlt werden. Die Kippung erfolgte in der Mittelebene des Strahlteilers um das Zentrum der oberen Feldlinse. Zur Berechnung der Kantenauflösung eines um 10 % symmetriegestörten Strahlteilers geht man davon aus, daß von den Fehlerkoeffizienten, die aus Symmetriegründen hinter dem Strahlteiler verschwinden sollten, 10 % ihres Maximalwerts im Innern des Strahlteilers in seiner Ausgangsebene übrig bleiben. Das Erreichen der Kantenaufösungen in xz -Schnitt ist gleichzeitig ein Nachweis Güte der Feldlinse,

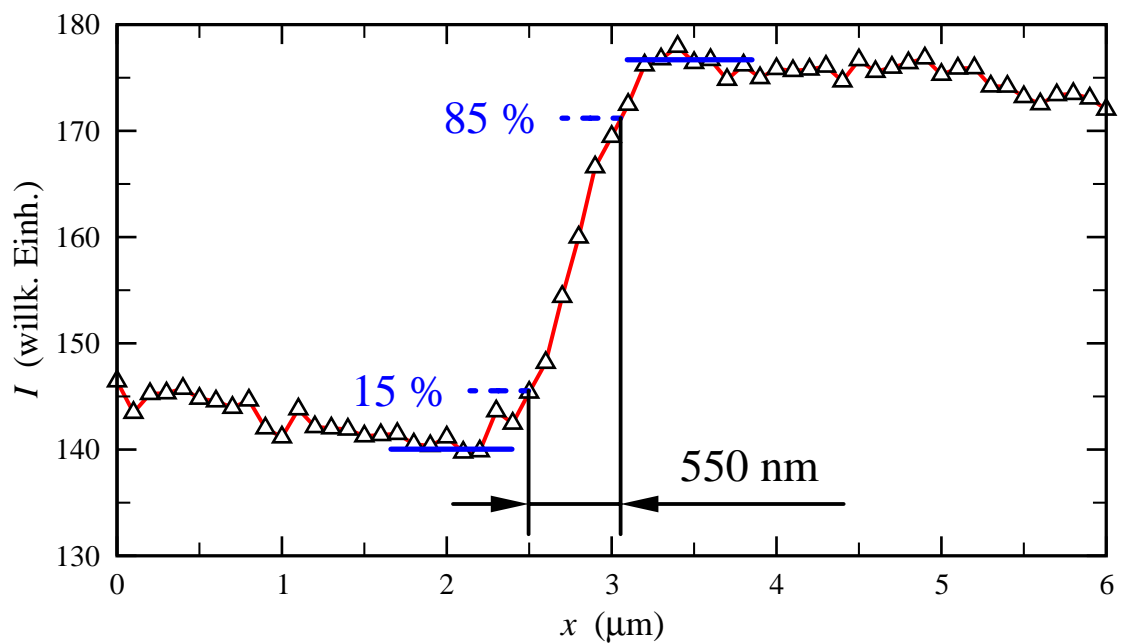
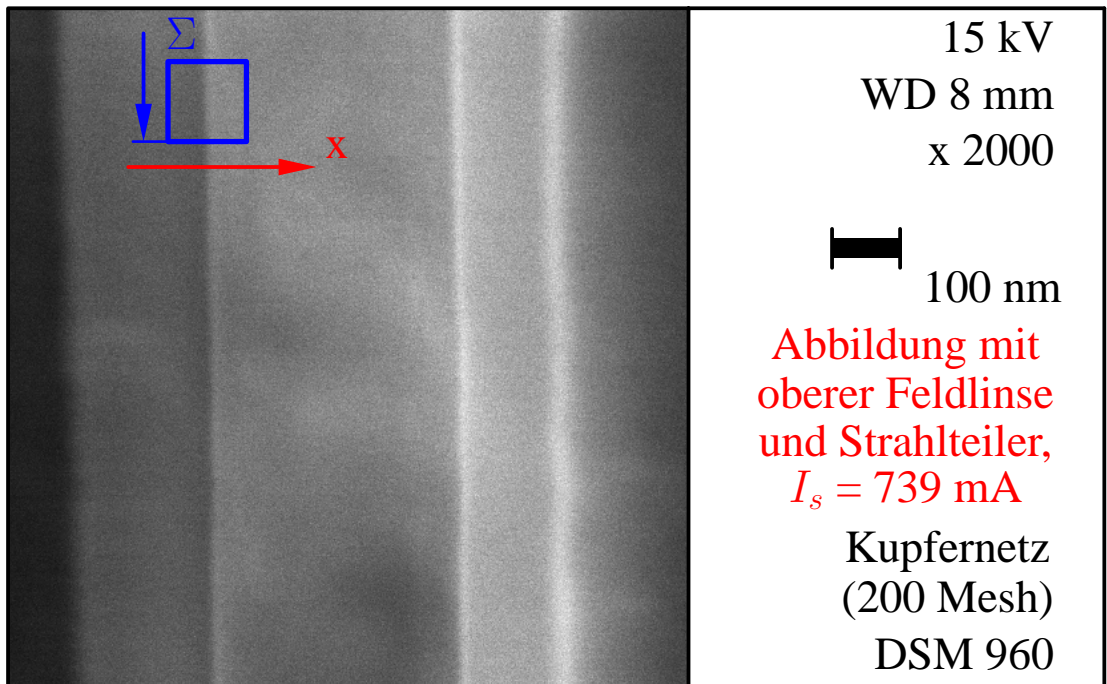


Abbildung 5.19: Kantenauflösung im Meßmodus (B) in x -Richtung (parallel zum Schlitz zwischen den Polschuhplatten). Die am ersten Quadranten des Strahlteilers nachgewiesene Auflösung liegt dicht an dem theoretisch zu erwartenden Wert von 490 nm für den idealen Strahlteiler.

Eigenschaften des Strahlteilers		Kantenauflösung	
		xz-Schnitt	yz-Schnitt
Theorie	ideal	490 nm	1450 nm
	10 % asymmetrisch	1600 nm	2200 nm
Experiment	1. Quadrant	550 nm	1500 nm
	2. Quadrant	650 nm	1700 nm
	3. Quadrant	550 nm	1500 nm
	4. Quadrant	700 nm	1600 nm

Tabelle 5.2: Erreichte Kantenauflösungen bei Abbildung mit der oberen Feldlinse und einem Quadranten des Strahlteilers im Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen. Die Mittelebene des Strahlteilers ist hierbei als xz-Schnitt bezeichnet, die verwendete Blende hat einen Durchmesser von 200 μm . Bei einem um 10 % asymmetrischen Strahlteiler wird angenommen, daß von einem symmetriekorrigierten Fehlerkoeffizienten 10 % seines Maximums innerhalb des Strahlteilers in der Ausgangsebene übrig bleiben.

da diese die Auflösung bereits auf 450 nm beschränkt.

Aufgrund der Dispersionsmessung und dem Nachweis der Kantenauflösungen im Meßmodus (B) bei großer Blende ist ein erfolgreicher Einsatz des Strahlteilers im korrigierten „SMART“ zu erwarten. Die Werte für die Kantenauflösung schätzen alle geometrischen Fehlerkoeffizienten nach oben ab. Sie liegen ohne Verwendung der Justierspulen des Strahlteilers deutlich unter denen des um 10 % symmetriegestörten Strahlteilers. Die in [18] geforderte Reduzierung aller Koeffizienten auf 2 % ihres Maximalwerts kann durch Kantenauflösungsmessungen nicht nachgewiesen werden. Dies ist auch ein sehr hartes Kriterium, da nicht für alle Koeffizienten so strenge Anforderungen notwendig sind. Mit Hilfe der Justierspulen sollte deshalb im „SMART“ eine unter Umständen notwendige Feinjustierung problemlos möglich sein.

5.5 Bestimmung von Farb- und Öffnungsfehlerkonstanten

Zur Überprüfung der Funktionsfähigkeit des Elektronenspiegels muß eine Methode zur Messung von Farb- und Öffnungsfehler zur Verfügung stehen. Am Meßaufbau mit einfacher 90°-Ablenkung durch den Strahlteiler gemäß Abbildung 5.5 auf Seite 58 wurde je eine Methode zur Farb- und Öffnungsfehlerbestimmung entwickelt. Eine weitere Möglichkeit zur Farbfehlermessung konnte im Aufbau mit Spiegel (vergleiche Abbildung 5.4 auf Seite 57) genutzt werden.

Die Bestimmung des Farbfehlers erfolgt direkt über die Messung der Defokussierung des Elektronenbündels in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Die Farbfehlerkonstante C_f ist nach Gleichung (3.11) der lineare Entwicklungskoeffizient der Defokussierung Δf als Funktion der relativen Energieabweichung κ :

$$\Delta f = -\Delta z = \kappa C_f + \kappa^2 K_f + \dots \quad \text{mit} \quad \kappa = \frac{\Delta E}{E_n} = \frac{\Delta U_b}{U_b} \quad . \quad (5.8)$$

Zur Auswertung der Defokussierung stehen prinzipiell mehrere Methoden zur Verfügung. Die offensichtlichste wäre, den Objektisch in der Höhe nach einer Änderung der Elektronenenergie so nachzuführen, daß das Bild wieder scharf ist. Leider kann an dem uns zur Verfügung stehenden Objektisch die Höhe nicht ausreichend genau abgelesen werden.

Als weitere Möglichkeit kommt eine Eichung der Erregung der Objektivlinse in Frage. Diese erfolgte mit Hilfe verschieden hoher Endmaße, die eine Genauigkeit von $\pm 0,5 \mu\text{m}$ aufweisen. Die mechanische Toleranz liegt deutlich unterhalb des Tiefenschärfenbereichs der Objektivlinse von mehreren Mikrometern. In Abbildung 5.20 sind die Eichkurven gezeigt. Die Lage des Fokus ist in sehr guter Näherung eine lineare Funktion des Spulenstroms I_{OL} der Objektivlinse. Die Steigungen $\Delta f / \Delta I_{OL} = 0,0177 \pm 0,0003 \text{ m/A}$ sind für zwei ausgewählte Lagen des Zwischenbilds der Quelle im Rahmen der Meßgenauigkeit identisch. Der Abstand des Zwischenbilds vom Zentrum der Objektivlinse beträgt bei gerader Durchstrahlung 573 mm und bei Benutzung des Spiegels 293 mm. Die Eichung ist Grundlage der Farbfehlermessung des Gesamtsystems mit Spiegel im Abschnitt 5.6.

Bei einfacher Durchstrahlung des Strahlteilers wurde ein anderes Verfahren angewendet. Die Defokussierung Δf kann aus der Erregung einer weiteren Linse im Strahlengang bei unveränderter Lage der Objektebene gewonnen werden. Bei positiver Farbfehlerkonstante und Erhöhung der Elektronenenergie fokussiert man mit einer der beiden Feldlinsen nach. Aus der Spannung U_{FL} an der Mittelelektrode wird die Brechkraft k der Linse nach der im Abschnitt 3.3 dargelegten Methode mit einer Genauigkeit von einigen Prozent berechnet. Mit Brechkraft und geometrischem Ort der Linsen im Strahlengang erhält man mit Hilfe der im Anhang A vorgestellten Matrizenmethode die zugehörige Defokussierung Δf . Sollen bei positiver Farbfehlerkonstante und Energieniedrigung Meßwerte aufgenommen werden, ist es notwendig, die zum Nachfokussieren genutzte, schwach erregte Linse mit \tilde{U}_{FL} vorzuspannen. Dabei ändert sich die Erregung der zur Fokussierung des Elektronenstrahls verwendeten Linse bei festgehaltener Bildlage nur geringfügig. Aus der zur Nachfokussierung bei Reduzierung der Beschleunigungsspannung U_b einzustellenden Spannung U_{FL} an der Mittelelektrode erhält man die Defokussierung als Differenz $\Delta f = \Delta f(U_{FL}) - \Delta f(\tilde{U}_{FL})$.

Im Meßmodus (A), in dem die Objektivlinse die Rastersonde formt, können beide Feldlinsen zum Nachfokussieren benutzt werden. Aus Gleichung (A.5) und den

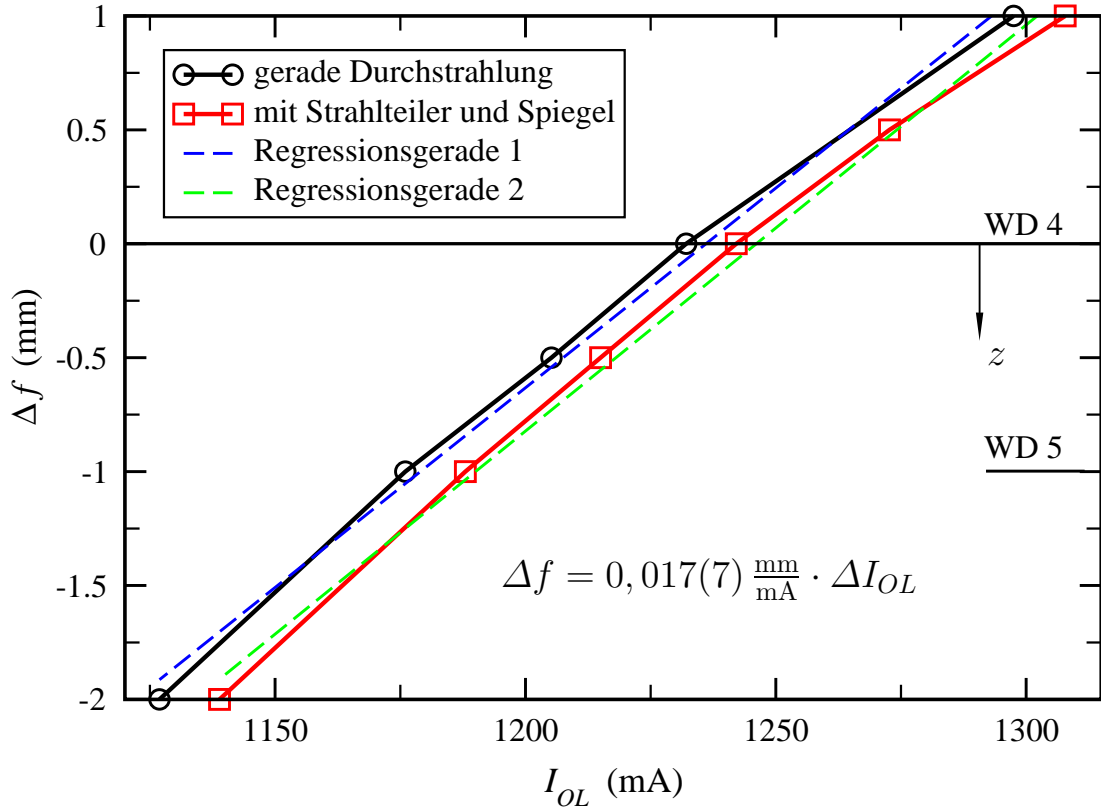


Abbildung 5.20: Zusammenhang von Spulenstrom der Objektivlinse und Fokussierung des Elektronenbündels relativ zum Arbeitsabstand $WD = 4$ mm für verschiedene Abstände des Zwischenbilds von der Objektivlinse. Die relative Defokussierung Δf weist in beiden Fällen denselben, in sehr guter Näherung linearen Zusammenhang mit einer Änderung ΔI_{OL} des Objektivlinsenstroms auf.

Abständen $a = 112$ mm und $b = 173,5$ mm für die obere Feldlinse beziehungsweise $a = 139$ mm und $b = 146,5$ mm für die untere Feldlinse sowie $c = 12$ mm folgen die Defokussierungen

$$\Delta f_o = 22 \mu\text{m} \frac{k \cdot 1 \text{ m}}{1 - k \cdot 0,066 \text{ m}} \quad \text{und} \quad \Delta f_u = 34 \mu\text{m} \frac{k \cdot 1 \text{ m}}{1 - k \cdot 0,068 \text{ m}}$$

als Funktion der Brechkraft k der jeweiligen Linse. Im Meßmodus (B) wird die untere Feldlinse zum Nachfokussieren benutzt, die im Strahlengang hinter der oberen Feldlinse angeordnet ist. Mit der dann gültigen Gleichung (A.6) und den Längen $a = 112$ mm, $b = 27$ mm und $c = 162,5$ mm erhält man als Defokussierung

$$\Delta f = 26,4 \text{ mm} \frac{K \cdot 1 \text{ m}}{1 + K \cdot 0,16 \text{ m}} \quad .$$

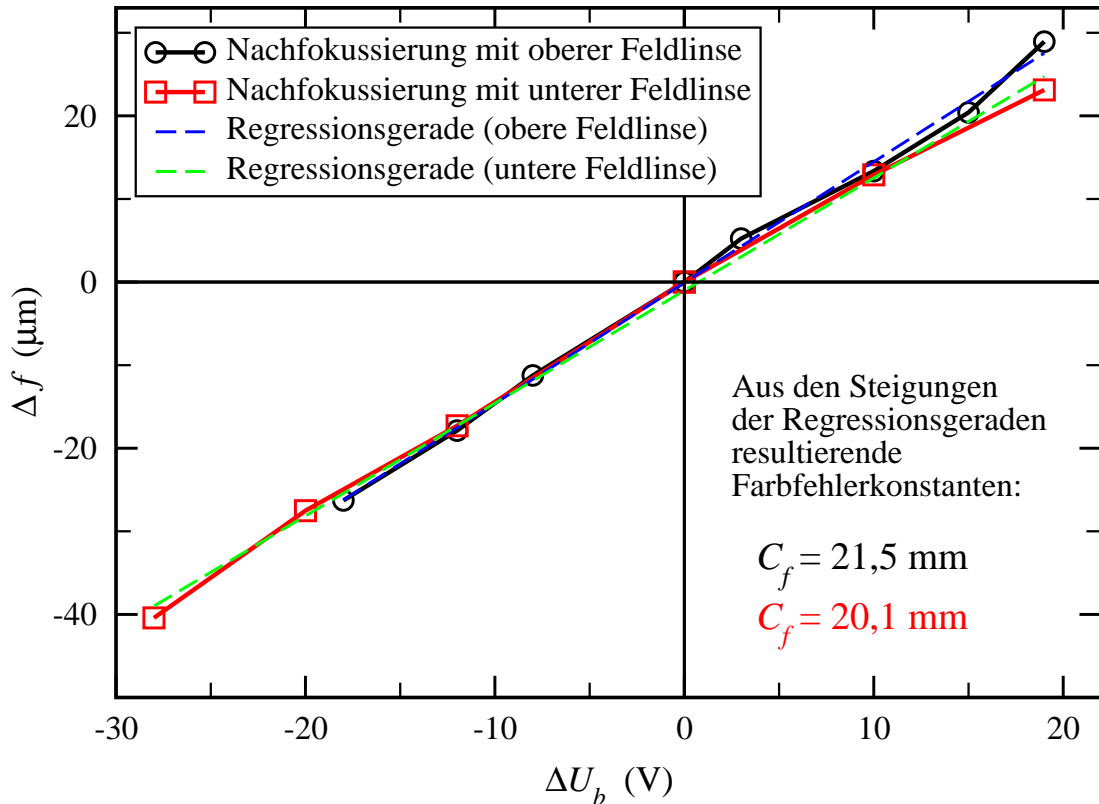


Abbildung 5.21: Defokussierung Δf bei Änderung der Beschleunigungsspannung auf $14,8 \text{ kV} + \Delta U_b$ im Meßmodus (A). Die Defokussierung wird aus der Erregung je einer Feldlinse bei konstant gehaltenem Arbeitsabstand bestimmt. Die Steigungen der Regressionsgeraden geben gemäß Gleichung (5.8) direkt die Gesamtfarbfehlerkonstante C_f von Strahlteiler und Objektivlinse an. Sie stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den theoretischen Werten von $C_f^{(theo)} = (19,1 \pm 3,9) \text{ mm}$ für den xz - beziehungsweise den yz -Schnitt überein.

Die im Modus (A) durchgeführte Messung ist in Abbildung 5.21 dargestellt. Sie dient der Bestimmung der Farbfehlerkoeffizienten des aus Strahlteiler und Objektivlinse bestehenden Systems. Die mit beiden Feldlinsen gewonnenen Meßwerte $C_f = (20,8 \pm 0,7) \text{ mm}$ liegen zwischen den theoretischen Werten der Farbfehlerkoeffizienten $C_f^{(theo)} = (19,1 \pm 3,9) \text{ mm}$ für den xz - beziehungsweise den yz -Schnitt. Der asymmetrische Anteil stammt vom Strahlteiler. Bei dieser Messung war es nicht möglich, auf einen der beiden Schnitte getrennt scharf zu stellen. Die an die Mittelelektroden der Feldlinsen angelegten Spannungswerte entsprechen einer mittleren Defokussierung, bei der das Bild die beste Auflösung aufweist.

Die getrennte Bestimmung der in beiden Schnitten des Strahlteilers unterschiedlichen Farbfehlerkoeffizienten gelingt im Meßmodus (B). Im Gegensatz zum Meßmodus (A)

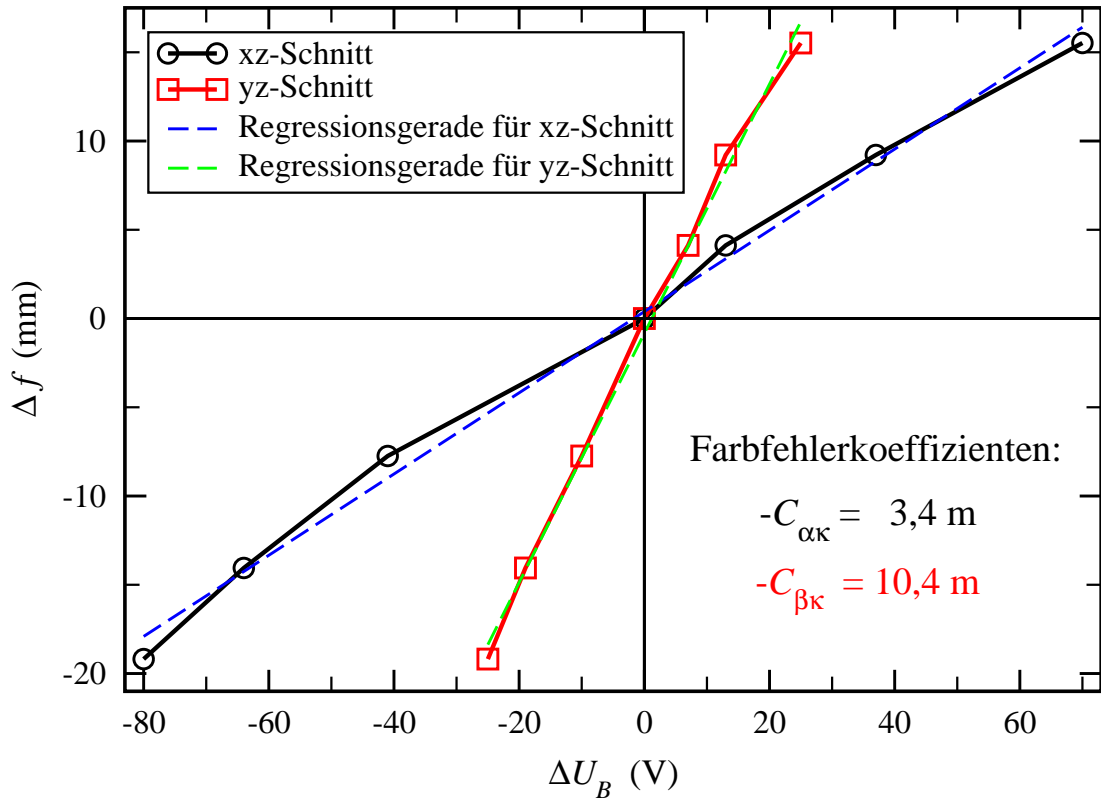


Abbildung 5.22: Bestimmung der Defokussierung Δf aus der Erregung der unteren Feldlinse im Meßmodus (B) als Funktion der Abweichung ΔU_b von der Sollspannung $U_b = 14,8 \text{ kV}$. Die Steigungen der Regressionsgeraden können direkt als Farbfehlerkonstanten $-C_{\alpha\kappa}$ und $-C_{\beta\kappa}$ im xz - beziehungsweise yz -Schnitt des Systems aus oberer Feldlinse und Strahlteiler interpretiert werden. Sie stimmen gut mit den theoretischen Werten $-C_{\alpha\kappa}^{(theo)} = 3,4 \text{ m}$ und $-C_{\beta\kappa}^{(theo)} = 11,6 \text{ m}$ überein.

wird in dem System mit oberer Feldlinse und Strahlteiler der Farbfehler von den Beiträgen des Strahlteilers dominiert. Bei der in Abbildung 5.22 dargestellten Messung wurde als Objekt ein Kupfernetz verwendet, dessen Stege längs der vom Strahlteiler ausgezeichneten Achsen orientiert waren. Dies erlaubt das unabhängige Scharfstellen in je einem Schnitt. Statt der bisher benutzten Bezeichnung C_f für den runden Anteil der Farbfehlers werden für die linearen Farbfehlerkoeffizienten im xz - beziehungsweise im yz -Schnitt die aus der Fehlerentwicklung stammenden Bezeichnungen $C_{\alpha\kappa}$ und $C_{\beta\kappa}$ verwendet. Hierzu sei noch angemerkt, daß in rotationssymmetrischen Systemen $C_f = -C_{\alpha\kappa} = -C_{\beta\kappa}$ gilt, da die Fehlerkonstanten $C_{\alpha\kappa}$ und $C_{\beta\kappa}$ auf $\Delta z = -\Delta f$ bezogen sind. Die ermittelte Farbfehlerkonstante im xz -Schnitt entspricht mit $-C_{\alpha\kappa} = -C_{\alpha\kappa}^{(theo)} = 3,4 \text{ m}$ exakt der theoretischen Vorhersage, während der Koeffizient im yz -Schnitt mit $-C_{\beta\kappa} = 10,4 \text{ m}$ leicht vom theoretischen Wert $-C_{\beta\kappa}^{(theo)} = 11,6 \text{ m}$ abweicht.

Beide Messungen zeigen, daß die Farbfehlerkoeffizienten ausreichend genau bestimmt werden können. Die Ergebnisse stimmen mit den berechneten Werten für den Strahlteiler in Kombination mit elektrostatischen und magnetischen Rundlinsen gut überein.

Zur Bestimmung der Öffnungsfehlerkonstanten eines Rasterelektronenmikroskops kann man die Auswanderung des Bildes als Funktion der Strahlkipfung α (oder β) um ein Zwischenbild der Quelle messen. Die zentrale Trajektorie des Elektronenbündels fällt dann nicht mehr mit der optischen Achse, sondern mit der axialen Bahn der Steigung α zusammen. Der maximale Aperturblendenwinkel sei mit α_o bezeichnet. Im Elektronenstrahl befinden sich dann Elektronen, die mit der zentralen Trajektorie einen (komplexen) Winkel θ mit $|\theta| \leq \alpha_o$ einschließen. Real- und Imaginärteil des Winkels θ sind hierbei als Winkel zur z -Achse bei Projektion der Elektronenbahn in den xz - beziehungsweise yz -Schnitt definiert. Aus der Fehlerentwicklung (3.9) auf Seite 25 erhält man die Bildauslenkung, indem man sämtliche Winkel ω durch $\alpha + \theta$ (beziehungsweise $i\beta + \theta$) ersetzt. Die Bildauslenkung ist durch die Potenzreihe gegeben, die man durch Ausmultiplizieren und Sortieren nach gleichen Potenzen in α (oder β) erhält. Neben dem direkten Beitrag der entsprechenden Fehlerkonstanten (zum Beispiel $C_{\alpha\alpha\alpha}$ für den Koeffizienten dritter Ordnung) treten für jede von der zentralen Trajektorie abweichende Elektronenbahn noch zusätzliche Terme auf, die Potenzen von θ und Fehlerkonstanten höherer Ordnung enthalten. Diese führen zu einer von der Strahlkipfung α abhängigen Unschärfe des Bildes. Die Größe der hierdurch hervorgerufenen Fehlerscheibchen kann verringert werden, indem der maximale Aperturblendenwinkel α_o möglichst klein gewählt wird. Die Größe ist hierbei nach unten durch das zur Messung notwendige Signal-Rausch-Verhältnis begrenzt. Gute Resultate erzielt man in unserem Testaufbau mit einem Blendendurchmesser von 20 μm .

Während einer Messung ist es notwendig, bei verschiedenen Vergrößerungen und mit verschiedenen Objektdetails zu arbeiten. Die Vergrößerung wird so eingestellt, daß die Auslenkung auf dem Monitor gut vermessen werden kann. Das bei Ein- und Ausschalten einer speziellen Strahlkipfung beobachtete Objektdetail muß so groß sein, daß – trotz der mit der Strahlkipfung zunehmenden Unschärfe des Bildes – das Detail im Bild verfolgt und gleichzeitig seine Auslenkung gemessen werden kann.

An die Meßkurve wird zur Öffnungsfehlerbestimmung ein Polynom dritter Ordnung angepaßt. Der Koeffizient dritter Ordnung gibt direkt die Öffnungsfehlerkonstante im betreffenden Schnitt an. Der lineare Anteil stellt eine Defokussierung dar. Er kann durch Nachfokussieren beseitigt werden. Ein quadratischer Beitrag tritt in rotations-symmetrischen Systemen und beim idealen Strahlteiler aus Symmetriegründen nicht auf. Quadratische Beiträge zeigen somit Symmetrieverletzungen an.

Zur Überprüfung der Meßmethode wurde der Öffnungsfehler der Objektivlinse allein bestimmt. Hierzu verwendet man den Meßmodus (C), bei dem mit Hilfe der oberen Feldlinse ein zusätzliches Zwischenbild in die Ebene des Ablenkelements O gelegt

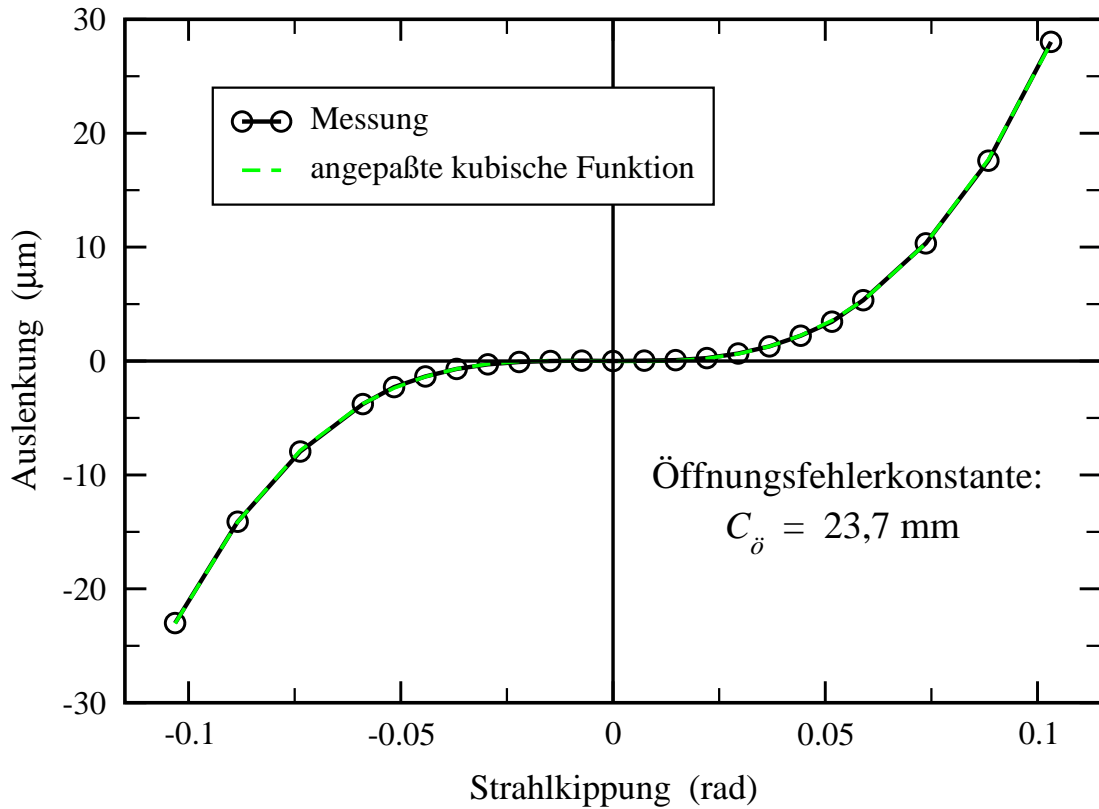


Abbildung 5.23: Messung der Bildauswanderung als Funktion der Strahlkipung um das Zwischenbild in der Ebene des Ablenkelements O bei einem Arbeitsabstand von 4 mm. Auf der Querachse ist der objektseitige Kippwinkel $\alpha = -\alpha' \cdot V$ eingetragen, der über die Vergrößerung $V = 8,4$ der Objektivlinse mit dem zwischenbildseitigen Winkel α' verknüpft ist. Die Nominalenergie beträgt $E_n = 14,8 \text{ keV}$. Der Koeffizient dritter Ordnung des angepaßten Polynoms an die Meßkurve gibt die Öffnungsfehlerkonstante $C_{\ddot{o}}$ an. Der theoretische Wert beträgt $C_{\ddot{o}}^{(theo)} = 25,3 \text{ mm}$.

wird. Die Feineinstellung der oberen Feldlinse erfolgt durch Wobbeln des Ablenkelements O mit sehr kleiner Amplitude. Die entsprechende (zwischenbildseitige) Strahlkipung betrug 0,5 mrad. Wenn das Bild in der Objektebene nicht auswandert, so ist die Feldlinse richtig erregt. Anschließend wird mit der Objektivlinse nachfokussiert. Die Erregung des Ablenkelements O verursacht so die zur Öffnungsfehlermessung benötigte Strahlkipung um das dort liegende Zwischenbild.

Die Messung ist in Abbildung 5.23 wiedergegeben. Das angepaßte Polynom dritter Ordnung für die Auslenkung γ_o in der Objektebene lautet

$$\gamma_o = -0,02 \text{ µm} - 5,6 \text{ µm } \alpha + 231,14 \text{ µm } \alpha^2 + 23,7 \text{ mm } \alpha^3 \quad .$$

Die Koeffizienten bis zur zweiten Ordnung sind um Größenordnungen kleiner als der Koeffizient dritter Ordnung. Der hieraus folgende Wert für die Öffnungsfehlerkonstante $C_{\delta} = (23,7 \pm 3)$ mm stimmt im Rahmen der Fehlertoleranzen mit dem berechneten Wert $C_{\delta}^{(theo)} = 25,3$ mm überein. Der Meßwert hängt empfindlich von der Winkelausrichtung ab. Die am Ablenkelement O über Bildauswanderung im Modus (B) durchgeführte Eichung ist zwar genauer als ein Prozent, doch die Vergrößerung ändert sich deutlich mit dem nicht genau bestimmbar Arbeitsabstand, so daß der objektseitige Winkel bestenfalls auf 5 % genau angegeben werden kann.

Im System mit Strahlteiler und Objektivlinse benutzt man den Meßmodus (A) zur Bestimmung des Gesamtöffnungsfehlers. Die Strahlkipfung erfolgt hierbei mit dem Doppelablenkelement B. Die beiden Elemente, die zwischen Blende und oberer Feldlinse angeordnet sind, werden so verkoppelt, daß sie den Strahl virtuell um das Zwischenbild am Kondensorausgang kippen. Beim synchronen Wobbeln beider Ablenkelemente verstellt man die Koppelkonstante so, daß bei kleiner Amplitude (Strahlkipfung um etwa 0,1 mrad) das Bild in der Objektebene nicht mehr auswandert. Die Auswertung der Meßreihe zeigt Abbildung 5.24. Wie auch bei der Bestimmung des Farbfehlers muß zwischen x - und y -Richtung unterschieden werden. Statt der Bezeichnung C_{δ} für den runden Anteil des Öffnungsfehlers werden die aus der Fehlerentwicklung stammenden Bezeichnungen $C_{\alpha\alpha\alpha}$ und $C_{\beta\beta\beta}$ für die Öffnungsfehlerkonstanten im xz - beziehungsweise yz -Schnitt verwendet. Als angepaßte Polynome für die Auslenkungen γ_o und δ_o in der Objektebene erhält man

$$\begin{aligned}\gamma_o &= -0,04 \mu\text{m} - 3,6 \mu\text{m} \alpha + 38 \mu\text{m} \alpha^2 + 53 \text{ mm} \alpha^3, \\ \delta_o &= -0,014 \mu\text{m} + 11 \mu\text{m} \beta + 124 \mu\text{m} \beta^2 + 51 \text{ mm} \beta^3.\end{aligned}$$

Die so erhaltenen Koeffizienten $C_{\alpha\alpha\alpha} = 53$ mm und $C_{\beta\beta\beta} = 51$ mm sind signifikant größer als die theoretischen Werte $C_{\alpha\alpha\alpha}^{(theo)} = 23,5$ mm und $C_{\beta\beta\beta}^{(theo)} = 29,5$ mm.

Ein ähnliches Resultat zeigt auch die in Abbildung 5.25 dargestellte Messung im System mit oberer Feldlinse und Strahlteiler (Modus B). Die Verkopplung der Ablenkelemente B1 und B2 muß gegenüber der Messung im Modus (A) erwartungsgemäß nicht verändert werden, da die Lage von Zwischenbild und Objekt unverändert bleiben. Die angepaßten Polynome haben die Form

$$\begin{aligned}\gamma_o &= -990 \mu\text{m} \alpha + 4,2 \text{ km} \alpha^3, \\ \delta_o &= 560 \mu\text{m} \beta + 10,3 \text{ km} \beta^3,\end{aligned}$$

woraus sich die Öffnungsfehlerkonstanten $C_{\alpha\alpha\alpha} = 4,2$ km und $C_{\beta\beta\beta} = 10,3$ km ergeben. Die berechneten Werte liegen jedoch nur bei $C_{\alpha\alpha\alpha}^{(theo)} = 1,7$ km und $C_{\beta\beta\beta}^{(theo)} = 8,3$ km. Der Nullpunkt der Winkel α und β wurde so gewählt, daß der quadratische Anteil verschwindet. Die verbleibenden linearen Anteile entgegengesetzten Vorzeichens zeigen an, daß die Sonde nicht exakt und leicht astigmatisch fokussiert war. Dies hat jedoch keinen Einfluß auf die Koeffizienten dritter Ordnung.

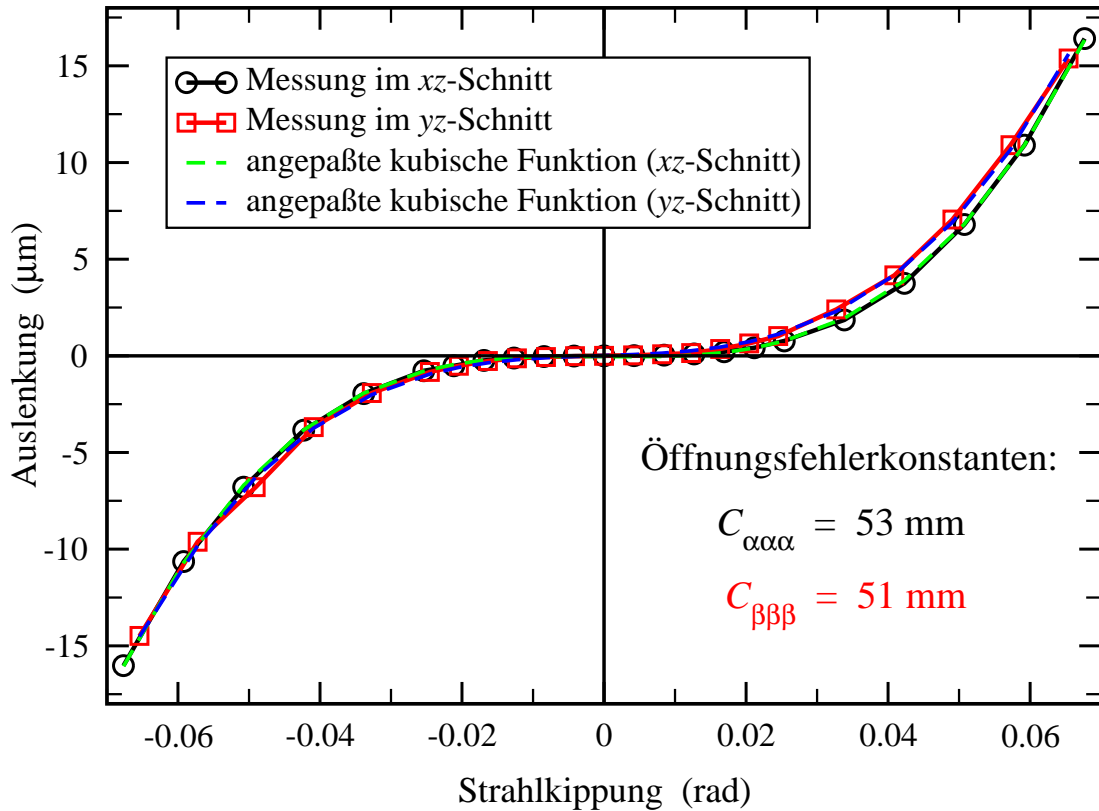


Abbildung 5.24: Messung der Bildauswanderung im Meßmodus (A) in x - und y -Richtung bei Strahlkippung im gleichen Schnitt um das Zwischenbild hinter dem Kondensor im Meßmodus (A) bei einer Nominalenergie von $E_n = 14,8 \text{ keV}$. Die Vergrößerung der Objektivlinse beträgt $V = 24$ bei einem Arbeitsabstand von 4 mm . Der aufgetragene objektseitige Winkel ist proportional zum zwischenbildseitigen Winkel mit der Proportionalitätskonstante $-V$. Die Koeffizienten dritter Ordnung des angepaßten Polynoms für einen Schnitt geben die Öffnungsfehlerkonstanten $C_{\alpha\alpha\alpha}$ und $C_{\beta\beta\beta}$ an.

Die Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie kann nicht durch die Ungenauigkeit der Winkeleichung erklärt werden. Die Winkeleichung des Doppelablenkelements B erfolgte im Meßmodus (B), wobei die Ablenkelemente B1 und B2 im Verhältnis $1 : -2$ erregt werden. Dies entspricht einer Kippung durch das Zentrum der oberen Feldlinse. Der aus der Bildverschiebung berechnete Winkel ist auf ein Prozent genau.

Die Ursache besteht darin, daß der (reale) Strahlteiler nicht $1 : 1$ abbildet, sondern wie eine schwache Zerstreuungslinse wirkt. Dies führt hinter dem Strahlteiler zu (scheinbar) größeren Winkeln als die tatsächlich mit dem Doppelablenkelement eingestellten Winkel. Die Winkeleichung selbst bleibt nahezu unbeeinflusst, da bei Kippung durch das Zentrum der oberen Feldlinse der Achsabstand in der Eintrittsebene des Strahltei-

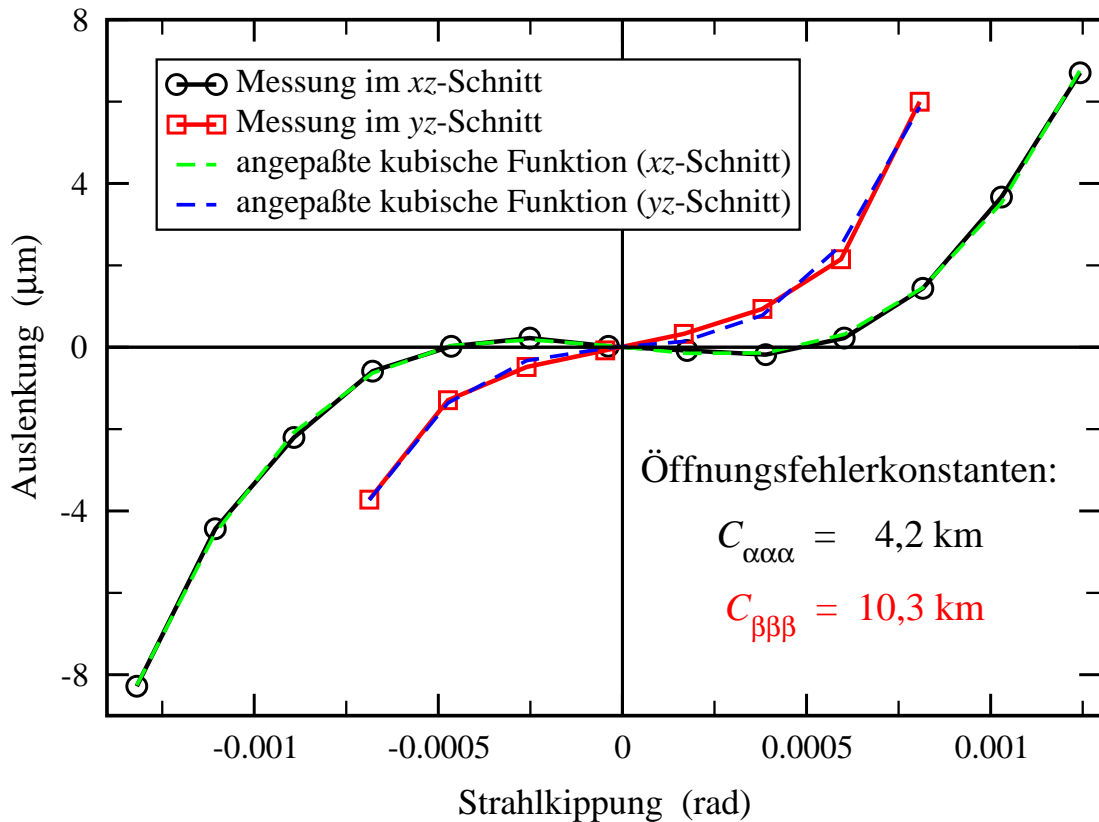


Abbildung 5.25: Messung der Bildauswanderung im Meßmodus (B) in x - und y -Richtung als Funktion der Strahlkipfung im entsprechenden Schnitt um das Zwischenbild hinter dem Kondensor bei einer Nominalenergie von $E_n = 14,8 \text{ keV}$. Die Vergrößerung V der oberen Feldlinse beträgt 0,61. Als Kippwinkel ist der objektseitige Winkel aufgetragen, der aus dem zwischenbildseitigen Winkel durch Multiplikation mit $-V$ hervorgeht. Die Koeffizienten dritter Ordnung der angepaßten Polynome für beide Schnitte geben die Öffnungsfehlerkonstanten $C_{\alpha\alpha\alpha}$ und $C_{\beta\beta\beta}$ an, während die linearen Anteile ein Maß für die Defokussierung des Bildes sind.

lers vernachlässigbar ist, wozu der vom Strahlteiler induzierte Kippwinkel proportional ist. Bei den Öffnungsfehlermessungen wird das beleuchtende Elektronenbündel um das Zwischenbild hinter dem Kondensor gekippt. Schon bei kleinen Strahlkipfungen hat die zentrale Trajektorie des Bündels in der Eintrittsebene des Strahlteilers einen merklichen Achsabstand.

Eine genaue Quantifizierung des Effekts ist nur schwer möglich. Die (negative) Brechkraft des Strahlteilers kann mit dem Doppelablenkelement B abgeschätzt werden. Um die untere Feldlinse zentrisch zu treffen, müßte aufgrund der Abstände der einzelnen Elemente längs der optischen Achse eine Verkopplung des Ablenkelemente B1

und B2 von $1 : -1,43$ eingestellt werden, während die Messung im xz -Schnitt $1 : -1,54 \pm 0,02$ und im yz -Schnitt $1 : -1,46 \pm 0,02$ ergab. Der Unterschied zwischen beiden Schnitten reicht zur Erklärung aus, daß für die im Modus (A) gemessenen Öffnungsfehlerkonstanten im Gegensatz zu den berechneten Werten $C_{\alpha\alpha\alpha} > C_{\beta\beta\beta}$ gilt. Das Zentrum der Objektivlinse wird im Experiment bei einer Einstellung von $1 : -1,15 \pm 0,03$ im Widerspruch zu dem berechneten Verhältnis von $1 : -1,10$ getroffen. Wegen der Meßungenauigkeit kann die Brechkraft des Strahlteilers nur auf Werte zwischen -1 m^{-1} und -4 m^{-1} eingegrenzt werden. Weiterhin weicht die eingestellte Spannung von $U = 7,45 \text{ kV}$ an der Mittelelektrode der unteren Feldlinse deutlich vom theoretischen Wert $U^{(theo)} = 7,12 \text{ kV}$ zur Fokussierung des Elektronenbündels in die Objektebene ab. Hieraus resultiert unter der Annahme, daß die Feldlinse exakt gefertigt ist, eine Brechkraft des Strahlteilers von $-1,7 \text{ m}^{-1}$, die jedoch in beiden Schnitten leicht unterschiedlich sein kann.

Unter Annahme dieser Brechkraft führt die Zerstreuung durch den Strahlteiler im Meßmodus (A) in der Objektivlinse zu einem um 20 % vergrößerten Achsabstand. Für die Objektivlinse scheint das Zwischenbild näher am Strahlteiler zu liegen. Hierdurch sind die virtuellen zwischenbildseitigen Winkel um etwa 20 % erhöht. Diese scheinbare Winkelvergrößerung gegenüber den eingestellten Werten am Ablenkelement erklärt den Unterschied zwischen Theorie und Experiment in der in Abbildung 5.24 gezeigten Messung. Die Abweichungen bei Messung 5.25 im yz -Schnitt können durch die höhere Anspannung der oberen Feldlinse zum Ausgleich der negativen Brechkraft des Strahlteilers erklärt werden. Der um den Faktor drei zu große Wert im xz -Schnitt deutet auf ein Übersprechen aus dem yz -Schnitt hin. Die Kippung des Elektronenbündels um das Zwischenbild könnte nicht ausreichend genau zur Mittelebene des Strahlteilers orientiert gewesen sein.

Obwohl die zerstreuernde Wirkung des Strahlteilers die Messung der Öffnungsfehlerkonstanten erheblich beeinflußt, ist dies jedoch in Bezug auf die im Innern des Strahlteilers wirksamen Brechkräfte nur ein relativer Fehler von etwa 1,5 %. In der zum Strahlteiler äquivalenten 8f-Anordnung von vier Rundlinsen beträgt die Brechkraft jeder einzelnen Linse nämlich 30 m^{-1} . Die Wirkung des Strahlteilers als Zerstreuungslinse kann dadurch erklärt werden, daß die Elektronen innerhalb des gesamten Strahlteilers geringfügig zu schwach fokussiert werden. Dem könnte durch Erhöhung des Hauptstroms in den Spulen des Strahlteilers entgegengewirkt werden. Dabei ginge jedoch die stigmatische Abbildung verloren. Um beide Abbildungseigenschaften zu gewährleisten, müssen die Justierspulen in Betrieb genommen werden. Erste Versuche mit der Überlagerung eines zusätzlichen statischen Magnetfelds durch auf die Joche gewickelte Spulen zeigen, daß hierdurch der zur stigmatischen Fokussierung einzustellende Strom verändert werden kann. Diese Feinjustierung des Strahlteilers übersteigt jedoch den Rahmen dieser Arbeit.

5.6 Elektronenspiegel

Zur Erprobung des Elektronenspiegels wird der funktionstüchtige Strahlteiler benötigt. Dabei trennt der Strahlteiler das in den Spiegel einlaufende von dem reflektierten Elektronenbündel durch zwei 90° -Ablenkungen. Mit der erfolgreichen Charakterisierung aller Quadranten des Strahlteilers und der Meßmethode zur Bestimmung der Farb- und Öffnungsfehlerkonstanten sind die Vorbereitungen zum Test des Tetrodenspiegels abgeschlossen. Der Meßaufbau ist in Abbildung 5.26 gezeigt. Die Elektronenquelle mit Kondensor und Aperturblende wird am oberen Flansch des Strahlteilerrahmens montiert. Der Elektronenspiegel mit den beiden Multipolelementen befindet sich in der links angeflanschten Vakuumkammer. Die Lage der einzelnen elektronenoptischen Elemente ist Abbildung 5.4 auf Seite 57 zu entnehmen.

Bei allen Messungen wurden die Multipole zwischen Spiegel und oberer Feldlinse lediglich als elektrostatische Doppelablenkelemente betrieben. Hierzu werden je drei Stäbe der Zwölfpole von einer Spannungsquelle gespeist. Die Versorgung gegenüberliegender Stäbe erfolgt mit einer Spannung gleichen Betrags aber entgegengesetzten Vorzeichens. Anstelle der 24 hochpräzisen Spannungsquellen in der Endausbaustufe werden hierzu nur acht Quellen benötigt. Die beiden Ablenkelemente werden im folgenden mit S1 und S2 bezeichnet, wobei das Element S1 näher am Spiegel liegt.

Zu einer ersten *Grundjustierung* des Systems gelangt man, wenn man die Position des Strahlteilers unverändert wie bei den Tests der einfachen 90° -Ablenkung läßt, da der Strahlteiler bereits relativ zu Flanschen des Strahlteilerrahmens positioniert ist, die die optische Achse vorgeben. Mit der Blende zielt man auf das Zentrum der unteren Feldlinse. Eine hiervon abweichende Einstrahlung in den Strahlteiler kann mit dem Doppelablenkelement B erreicht werden. Die Einstellung eines geringen Versatzes von $15\text{ }\mu\text{m}$ erwies sich als sinnvoll, um die dispersionsfreie Durchstrahlung des Strahlteilers sicherzustellen. Die zentrale Durchstrahlung der Objektivlinse ist durch geeignete Erregung des Ablenkelements O gewährleistet. Der Hauptstrom I_s in den Spulen des Strahlteilers wird so gewählt, daß bei der Umschaltung von gerader Durchstrahlung ($I_s = 0$) auf die Abbildung mit Spiegel die Einstellung des zur Objektivlinse gehörigen Stigmators möglichst unverändert bleibt. Um in den Spiegel zentrisch einzustrahlen, ist eine um einige Mikrometer versetzte Einstrahlung notwendig. Hierzu werden die beiden elektrischen Ablenkelemente S1 und S2 im Verhältnis $1 : -1$ erregt. Die Justierung erfolgt beim Wobbeln der Spannung U_0 an der Umkehrelektrode des Spiegels. Mit einer Kippung des Bündels um einen beliebigen Punkt der optischen Achse kann zwar auch eine zentrische Einstrahlung erreicht werden, aber die erzielbare Auflösung sinkt merklich ab, da die Einstrahlung der reflektierten Elektronen in den nachfolgenden Quadranten des Strahlteilers am falschen Ort erfolgt.

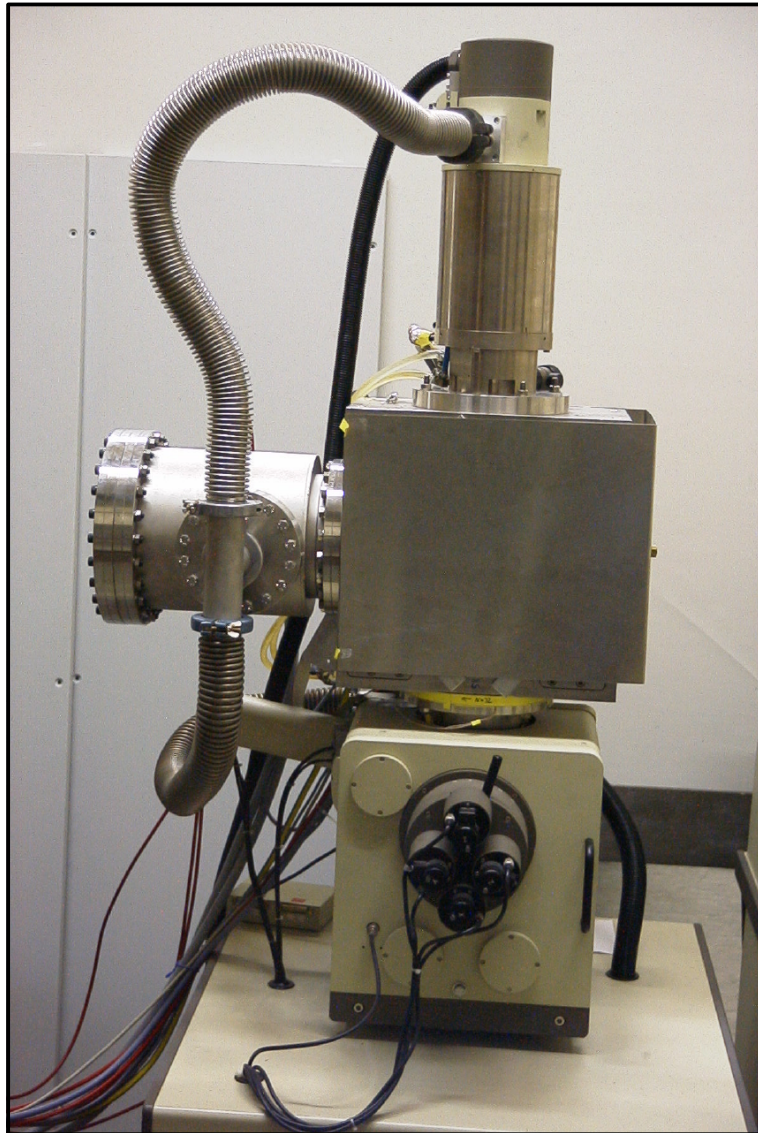


Abbildung 5.26: Testaufbau zur Erprobung des Elektronenspiegels. Der Spiegel befindet sich links in einer Vakuumkammer aus Mu-Metall, die Elektronenquelle ist oben am Strahlteilerrahmen angeflanscht. Die Lage der einzelnen elektronenoptischen Elemente ist aus [Abbildung 5.4](#) ersichtlich.

Die Grundjustierung gewährleistet noch nicht, daß die obere Feldlinse von dem ein- und auslaufenden Elektronenbündel zentrisch durchstrahlt wird. Außerdem kann ohne Benutzung der magnetischen Ablenkelemente zwischen Spiegel und oberer Feldlinse die Wiedereinstrahlung in den Strahlteiler nach der Reflexion des Elektronenbündels durch den Spiegel nicht frei eingestellt werden. Eine endgültige Justierstrategie muß noch entwickelt werden.

Die Aufnahmen von Goldclustern auf Kohlenstoff in Abbildung 5.27 wurden mit verschiedenen Spiegeleinstellungen durchgeführt. Mit den drei Spiegelspannungen und der Spannung an der Mittelelektrode der oberen Feldlinse können Farb- und Öffnungsfehler in einem weiten Bereich eingestellt werden, während gleichzeitig Brennweite und Vergrößerung konstant bleiben. Letztere werden so gewählt, daß ein Bild an der Strahlteilerkante spiegelverkehrt auf sich selbst abgebildet würde. Bei der oberen Aufnahme bildet der Spiegel frei von Farb- und Öffnungsfehler ab. Im mittleren Bild sind beide Fehlerkonstanten so eingestellt, daß die runden Fehleranteile des Gesamtsystems bestmöglich kompensiert sind. Für das untere Bild wurden doppelt so große Fehlerkoeffizienten am Spiegel vorgewählt.

Das mittlere, fehlerkorrigierte Bild zeichnet sich durch den höchsten Kontrast aus. Die Auflösung liegt wie auch im oberen Bild bei 24 nm. Trotz der verwaschenen Strukturen im unteren Bild gibt es Bildbereiche mit einer Auflösung von 30 nm. Der deutliche Anstieg des Kontrasts ist ein wesentlicher Vorteil korrigierter Elektronenmikroskope und bedeutet im Fall des Rasterelektronenmikroskops, daß ein höherer Anteil der Elektronen in den zentralen Bereich der Sonde fokussiert wird, während im unkorrigierten Fall der Fuß der Sonde breiter wird. Die theoretische Auflösungsgrenze von 4,5 nm bei der verwendeten Blende mit einem Durchmesser von 40 μm wird nicht erreicht. Berücksichtigt man allerdings die zerstreue Wirkung des Strahlteilers mit einer Brechkraft von $-1,7 \text{ m}^{-1}$, so liegt die erzielbare Auflösung nur noch bei 11 nm. Eine weitere Ursache für die reduzierte Auflösung ist die noch nicht richtig kontrollierte gleichzeitige Durchstrahlung zweier Quadranten des Strahlteilers. Die Anforderungen an die richtige Durchstrahlung sind im Teststand gegenüber dem Betrieb im „SMART“ deutlich erhöht, da der Durchmesser des Elektronenbündels im Innern des Strahlteilers im Mittel dreimal so groß wie im „SMART“ ist. Dies liegt an der Lage des Zwischenbilds der Quelle im Abstand von 135 mm von der Strahlteilerkante. Vergleichbare Bedingungen sind dann gegeben, wenn das Zwischenbild der Quelle in der Eintrittsebene des Strahlteilers liegt.

Die Korrektur des Farbfehlers zeigt Abbildung 5.28. Sie ist am Vorzeichenwechsel der Steigung der Defokussierung des Bildes mit der Änderung der Elektronenenergie für verschiedene Spiegeleinstellungen zu erkennen. Im kompensierten Modus bleibt der Fokus im Rahmen der Fehlertoleranzen von 0,05 mm konstant. Im unterkompensierten Modus wird das Elektronenbündel mit steigender Energie in größerem Abstand hinter der Objektivlinse fokussiert. Um die Lage des Fokus konstant zu halten, muß die Erregung der Objektivlinse erhöht werden. Im überkompensierten Fall sind die Verhältnisse gerade umgekehrt.

Die Möglichkeit zur Korrektur des Öffnungsfehlers mit dem Elektronenspiegel ist aus Abbildung 5.29 ersichtlich. Durch Vorgabe verschiedener Potentiale an den Elektroden des Spiegels kann das Vorzeichen des Gesamtöffnungsfehlers des Systems geändert werden. Die Öffnungsfehlerkonstante ist der Koeffizient dritter Ordnung eines an

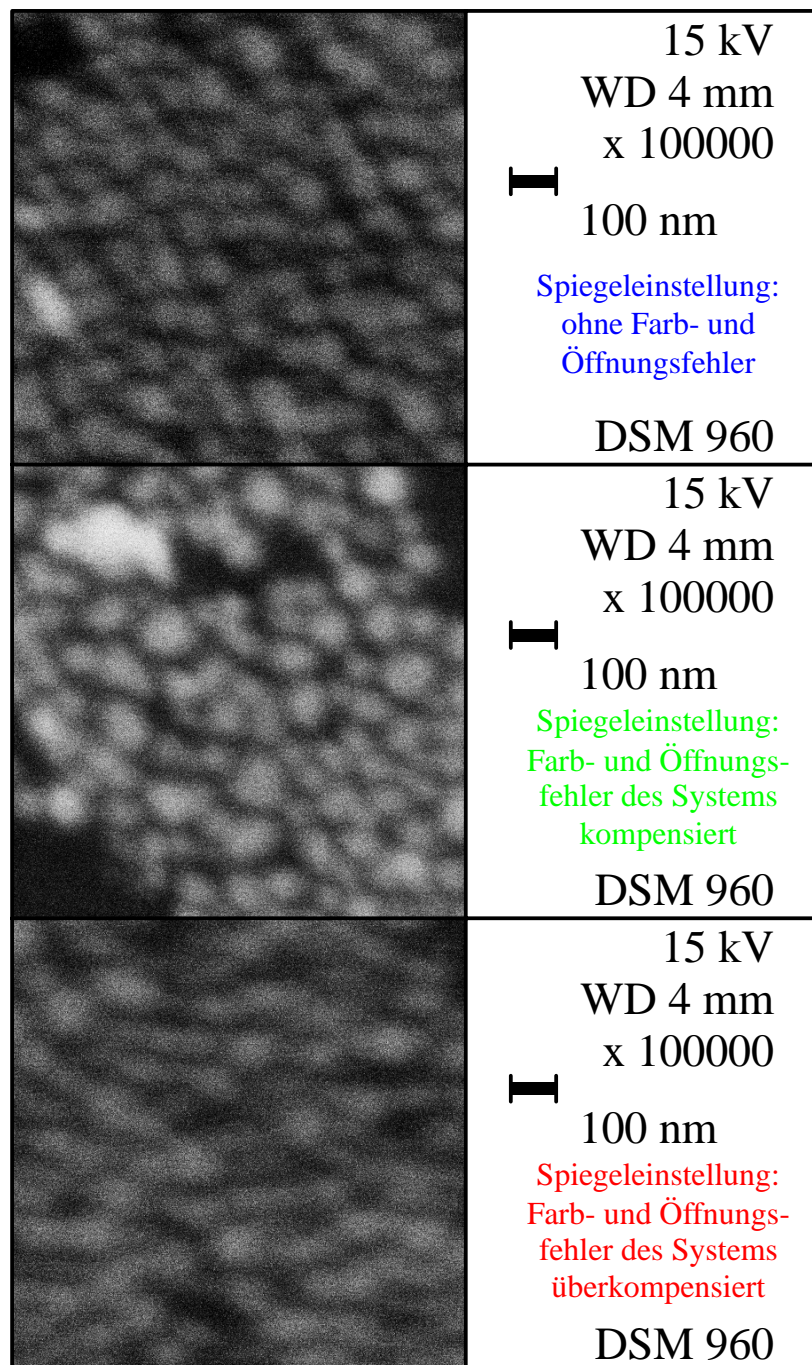


Abbildung 5.27: Aufnahmen von Goldclustern auf Kohlenstoff bei verschiedenen Spiegeleinstellungen. Im oberen Bild sind die Potentiale an den Spiegelelektroden so gewählt, daß der Spiegel frei von Farb- und Öffnungsfehler abbildet. In der Mitte ist der Spiegel so eingestellt, daß er die Fehler des Gesamtsystems möglichst gut kompensiert, während im unteren Bild doppelt so große Farb- und Öffnungsfehlerkonstanten vorgewählt wurden.

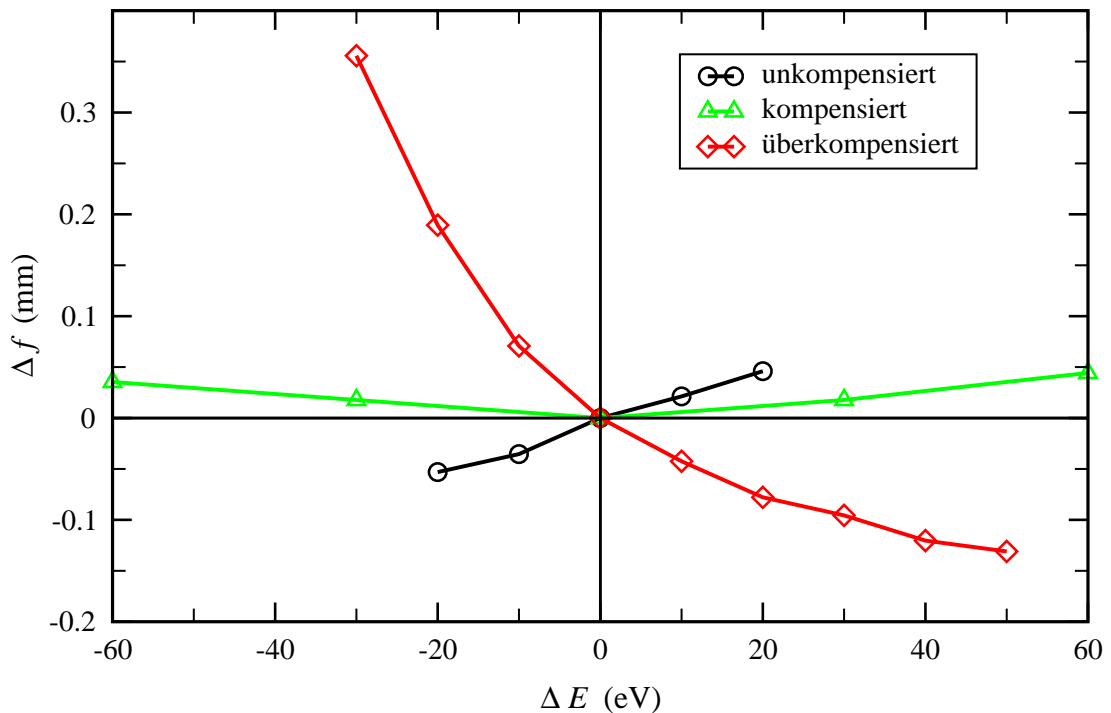


Abbildung 5.28: Nachweis der Farbfehlerkorrektur. Die Steigung der Defokussierung Δf als Funktion der Energieabweichung ΔE der Elektronen von der Nominalenergie $E_n = 15 \text{ keV}$ gibt die Farbfehlerkonstante an. Die Defokussierung wurde durch Nachfokussieren mit der Objektivlinse unter Verwendung der Eichung des Spulenstroms gemäß Abbildung 5.20 gewonnen. Der Gesamtfarbfehler des Teststands kann durch unterschiedliche Anspannung des Spiegels von einem unterkompensierten in einen überkompensierten Zustand überführt werden.

die Meßkurven angepaßten Polynoms. Die Fehlerkoeffizienten sind in beiden Schnitten leicht unterschiedlich. Im kompensierten Zustand ist die Öffnungsfehlerkonstante dritter Ordnung nicht vollständig kompensiert, sondern so eingestellt, daß der Öffnungswinkel fünfter Ordnung in einem möglichst weiten Winkelbereich gegenkompensiert wird. Die absolute Größe der Farb- und Öffnungsfehlerkonstanten stimmen aufgrund der im vorhergehenden Abschnitt 5.5 beschriebenen zerstreuen Wirkung des Strahlteilers ohne Justierspulen noch nicht mit den theoretischen Werten überein. Aus diesem Grund wurde auf eine quantitative Auswertung der Koeffizienten verzichtet.

Die Messungen dieses Kapitels zeigen zweifelsfrei, daß mit dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Spiegelkorrektor, der aus einem fehlerarmen Strahlteiler und einem elektrostatischen Tetrodenspiegel besteht, gleichzeitig Farb- und Öffnungsfehler eines Niederspannungs-Elektronenmikroskops korrigiert werden können. Alle durchgeführten Messungen sprechen für einen erfolgreichen Einsatz des Korrektors im „SMART“.

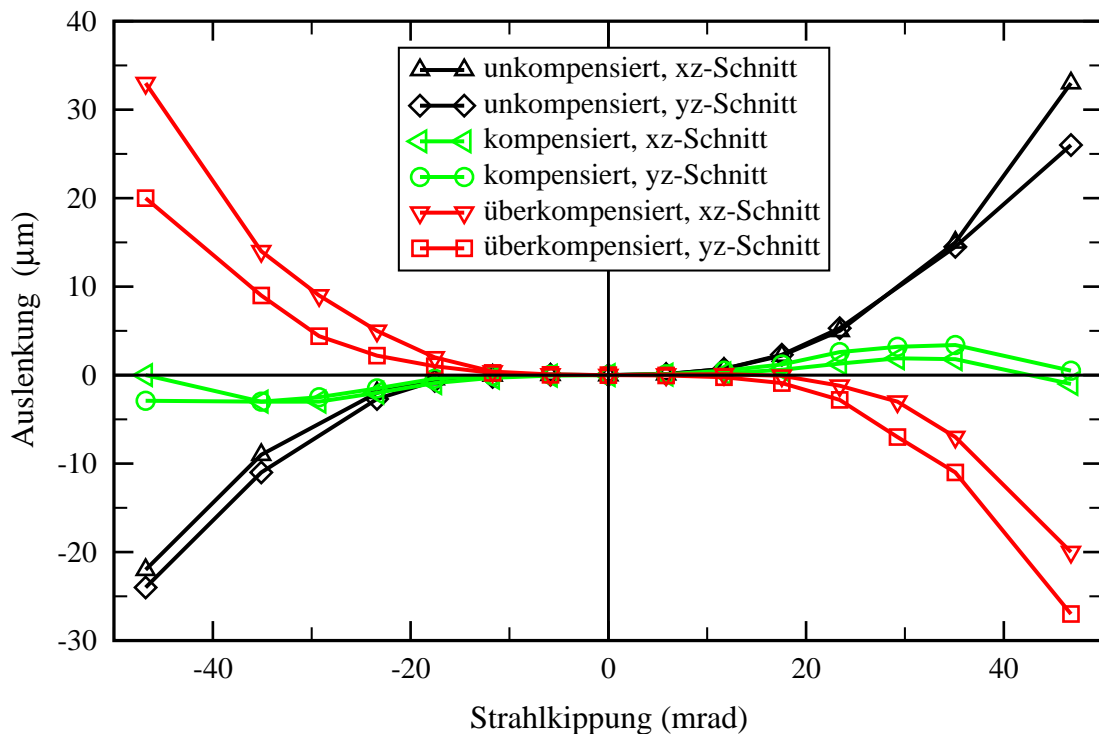


Abbildung 5.29: Nachweis der Öffnungsfehlerkorrektur. Hierzu mißt man die Auswanderung des Bildes als Funktion der Strahlkipfung bei verschiedenen Spiegeleinstellungen. Die Vorzeichenänderung des Koeffizienten dritter Ordnung der an die Meßkurven anzupassenden Polynome zeigt, daß mit dem Elektronenspiegel negative Öffnungsfehlerkonstanten in einem weiten Bereich frei eingestellt werden können. Die Strahlkipfung erfolgt mit dem Doppelablenkelement B (virtuell) um das Zwischenbild hinter dem Kondensor. Der Kippwinkel ist bezüglich der Objektebene angegeben.

Die Verbesserung der Auflösung des Testmikroskops übersteigt die Aufgabenstellung dieser Arbeit und ist für den Einbau des Korrektors in das „SMART“ auch nicht unbedingt notwendig. Zur Steigerung der Auflösung des Testmikroskops sind folgende Maßnahmen erforderlich: Die Justierstrategie zur gleichzeitigen Durchstrahlung von zwei Quadranten des Strahlteilers muß überarbeitet werden, um die bisher erzielte Auflösung von 24 nm in die Nähe des theoretischen Werts von 11 nm (bei Annahme einer Brechkraft des Strahlteilers von $-1,7 \text{ m}^{-1}$) zu bringen. Die Anforderungen an die korrekte Durchstrahlung des Strahlteilers können verringert werden, wenn das Zwischenbild der Quelle wie beim Betrieb im „SMART“ in die Eintrittsebene des Strahlteilers verschoben wird. Dies kann durch Abschwächung der zweiten Kondensorlinse erreicht werden.

Eine weitere Verbesserung der Auflösung auf 4,5 nm setzt die Beseitigung der zerstreuen Wirkung des Strahlteilers bei gleichzeitiger stigmatischer Fokussierung voraus. Erste Versuche deuten darauf hin, daß dieses Ziel durch Überlagerung eines homogenen Magnetfelds im Innern des Strahlteilers erreicht werden kann. Mit Hilfe der Justerspulen sollte die 1 : 1 Abbildung des Strahlteilers auf jeden Fall exakt eingestellt werden können.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die theoretisch erzielbare Ortsauflösung unkorrigierter, direktabbildender Niederspannungs-Elektronenmikroskope liegt bei etwa 5 nm. Bei Elektronenbeleuchtung (LEEM-Betrieb) konnte experimentell bisher eine Auflösung von 10 nm nachgewiesen werden, während bei Photonenbeleuchtung (PEEM-Betrieb) lediglich Auflösungen von 20 nm gezeigt werden konnten [28]. Die geringere Auflösung im PEEM-Modus ist im wesentlichen auf den geringeren Signal-Rausch-Abstand zurückzuführen, wodurch die Aufnahmezeiten für ein Bild sehr lang werden. Die Auflösung wird dann durch elektrische und mechanische Instabilitäten, aber nicht durch die Elektronenoptik begrenzt. D. Preikszas entwarf in seiner Dissertation [19] einen Spiegelkorrektor, der die simultane Korrektur von Farb- und Öffnungsfehler eines Niederspannungs-Elektronenmikroskops ermöglicht. Zum einen kann die Korrektur zur Steigerung der Ortsauflösung auf bis zu 0,5 nm genutzt werden, zum anderen ist es möglich, bei einer Auflösung, die unkorrigierten Geräten vergleichbar ist, den maximalen Blendenöffnungswinkel um einen Faktor 4 bis 10 zu erhöhen. Die Elektronenausbeute steigt dabei auf das Sechszehn- bis Hundertfache. Diese Anwendung der Korrektur ist deshalb für den PEEM-Betrieb zur Verkürzung der Aufnahmezeiten besonders interessant.

Der Entwurf dieses korrigierten Spektromikroskops „SMART“ mit abbildendem Energiefilter wird im Rahmen eines BMBF-Projekts in Zusammenarbeit mehrerer Forschungseinrichtungen und der Industrie verwirklicht. Die hier vorliegende Arbeit umfaßt die Konstruktion, den Aufbau und die Erprobung des Spiegelkorrektors. Der Korrektor besteht aus einem elektrostatischen Tetrodenspiegel, der die Korrektur bewerkstelligt, und einem fehlerarmen Strahlteiler, der die in den Spiegel einfallenden von den reflektierten Elektronen trennt. Unmittelbar vor den Strahlteilerkanten befinden sich elektrostatische Feldlinsen. Zwischen Spiegel und Strahlteiler sind außerdem zwei elektrisch-magnetische Multipolelemente untergebracht, die als komplexe Stigmatoren und Doppelablenkelemente dienen.

Da das Spektromikroskop in der Oberflächenphysik eingesetzt werden soll, muß die Konstruktion des Korrektors für Ultrahochvakuum ausgelegt sein. Zudem ist die Auswahl der Materialien und Fertigungsverfahren durch die hohen Anforderungen der Elektronenoptik an magnetische Eigenschaften und mechanische Genauigkeit weiter eingeschränkt. Die vorliegende Konstruktion der einzelnen Komponenten erfüllt alle Randbedingungen. Anfängliche Probleme mit Abweichungen von der Rotations-symmetrie bei den Feldlinsen und dem Elektronenspiegel wurden durch Verbesserung des Fertigungsverfahrens behoben. Eine Strahlkipfung durch Influenzeffekte ist nicht mehr meßbar, wenn die Bohrungen der Elektroden genauer als $10\text{ }\mu\text{m}$ zueinander fluchten. Durch Überarbeiten der Feldlinsen und des Elektronenspiegels konnten die lateralen Abweichungen auf unter $6\text{ }\mu\text{m}$ verringert werden. Dies entspricht der Maschinengenauigkeit der verwendeten Drehmaschine.

Die Erprobung der einzelnen Komponenten erfolgt in einem konventionellen Raster-elektronenmikroskop. Zu diesem Zweck werden die Komponenten mit Adapterflan-schen zwischen dem Beleuchtungssystem und der Objektivlinse in den Strahlengang integriert. Im Bereich der Adapter waren zusätzliche magnetische Abschirmungen not-wendig. Die Abschirmung des Strahlteilers wurde verstärkt. Mit einfachen Maßnah-men konnten die magnetischen Streufelder im Innern des Strahlteilers auf ein Zehntel des ursprünglichen Werts reduziert werden. Mit dem Testmikroskop können so Auf-lösungen unter 10 nm nachgewiesen werden.

Der ideale Strahlteiler bildet aufgrund seiner internen Symmetrie bei einer 90° -Ablenkung seine Eintrittsebene $1:1$ in seine Austrittsebene ab, wobei weder geo-metrische Fehler zweiter Ordnung noch Dispersion ersten oder zweiten Grades ein-geführt werden. Die durch Symmetrieverletzung auftretenden Restfehler des Strahltei-lers können nur bestimmt werden, wenn die Elektronen von einer Feldlinse und dem Strahlteiler fokussiert werden. Verwendet man die Objektivlinse zur Fokussierung des Elektronenstrahls, so erzielt man eine Auflösung von $9,5\text{ nm}$, die der des unmodifizier-ten Mikroskops vergleichbar ist. Zur Charakterisierung der einzelnen Quadranten des Strahlteilers wurden einerseits die geometrischen Fehler durch Messung von Kanten-auflösungen bei großer Blende abgeschätzt, wobei die Meßwerte in beiden Schnitten für alle Quadranten dicht an den theoretisch erzielbaren Werten liegen (vergleiche Ta-belle 5.4 auf Seite 82), andererseits wurde die Dispersion bei Energieabweichungen von über $25\text{ }\%$ bezüglich der Nominalenergie untersucht. Die Messungen sind im Ein-klang mit nichtverschwindenden linearen und quadratischen Dispersionskoeffizienten von einem beziehungsweise zehn Prozent ihres Maximalwerts im Innern des Strahltei-lers. Diese Werte für die Dispersionskoeffizienten ersten und zweiten Grades sind bei Einsatz des Strahlteilers im „SMART“ nicht auflösungsbegrenzend.

Die Abbildungsleistung der Feldlinse konnte bei ausgeschalteter Objektivlinse in gera-der Durchstrahlung des Strahlteilers sowie bei einer 90° -Ablenkung durch den Strahl-teiler überprüft werden. Im zweiten Meßmodus nutzt man aus, daß die Kantenauf-

lösung bei großer Blende im xz -Schnitt (der Mittelebene des Strahlteilers) im wesentlichen durch die Feldlinse begrenzt wird.

Die simultane Korrektur von Farb- und Öffnungsfehler durch den Tetrodenspiegel konnte zweifelsfrei durch die Messung der Fehlerkoeffizienten des Gesamtsystems aus Rasterelektronenmikroskop, Strahlteiler und Spiegel nachgewiesen werden. Durch geeignete Wahl der Potentiale an den Spiegelelektroden wurde das System von einem unterkompensierten Zustand über den korrigierten in einen überkompensierten Zustand überführt. Als charakteristisches Merkmal der erfolgreichen Korrektur weist die Aufnahme von Goldclustern im korrigierten Zustand den höchsten Kontrast auf. Ein höherer Prozentsatz der einfallenden Elektronen wird in den zentralen Bereich des Rasterflecks fokussiert.

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse zeigen, daß die Farb- und Öffnungsfehlerkorrektur eines Niederspannungs-Elektronenmikroskops mit einem Elektronenspiegel verwirklicht werden kann. Der aufgebaute Strahlteiler erfüllt die an ihn gestellten elektronenoptischen Anforderungen ohne Einsatz der Justierspulen mit ausreichender Genauigkeit. Alle bisherigen Messungen an einem Rasterelektronenmikroskop sprechen für einen erfolgreichen Einsatz des Korrektors im „SMART“.

Eine Verbesserung der Auflösung des Testmikroskops mit dem Spiegelkorrektor ist nicht mehr Aufgabe dieser Arbeit. Als Vorbereitung auf den Einsatz des Korrektors im „SMART“ wäre dies jedoch wünschenswert. Die Auflösung des Testmikroskops mit Elektronenspiegel beträgt momentan im korrigierten Zustand 24 nm. Bei einem Blendendurchmesser von 40 μm sollte jedoch eine Auflösung von 4,5 nm möglich sein. Um dieses Ziel zu erreichen, sind zwei Maßnahmen zu ergreifen: Zum einen sollte die Justierstrategie zur gleichzeitigen Durchstrahlung von zwei Quadranten des Strahlteilers überarbeitet werden, zum anderen muß die 1 : 1 Abbildung des Strahlteilers exakter eingestellt werden. Die Wirkung des Strahlteilers als schwache Zerstreuungslinse begrenzt die erzielbare Auflösung zur Zeit auf 11 nm. Die Genauigkeitsanforderungen werden für beide Maßnahmen deutlich erniedrigt, wenn das Zwischenbild der Quelle durch Abschwächung des Kondensors in die Eintrittsebene des Strahlteilers verschoben wird. Der Strahlteiler arbeitet dann bei einer vergleichbaren Zwischenvergrößerung wie im „SMART“.

Die Feinjustierung des Spiegelkorrektors und der Nachweis der Höchstauflösung von 1 nm sind nur im „SMART“ und nicht mit dem in Darmstadt zur Verfügung stehenden Rasterelektronenmikroskop zu leisten. Im Verlauf der ersten Förderperiode wurde die prinzipielle Funktionstüchtigkeit aller Komponenten gezeigt. Die größten Herausforderungen für die Zukunft liegen in der Entwicklung eines computergesteuerten Justierverfahrens für das Gesamtsystem und in der Sicherstellung der notwendigen elektrischen und mechanischen Stabilität des Geräts für die Hochauflösung.

Anhang A

Addition von Brechkraften im Zweilinsensystem

Eine einfache Methode zur Messung des Farbfehlers von Elektronenlinsen besteht darin, die Defokussierung Δf eines Bildes als Funktion der Elektronenenergie zu untersuchen. Die Defokussierung bei Energieerhöhung kann durch Erregung einer zweiten Linse im Strahlengang kompensiert werden. Die Bestimmung der Defokussierung aus der Erregung der zweiten Linse gelingt mit der Matizenmethode zur Berechnung der (linear genäherten) Strahlausbreitung [35].

Eine Elektronenbahn wird in jeder Ebene z_i durch den Vektor aus Achsabstand x_i und Steigung x_i' festgelegt. Den Strahltransport im feldfreien Bereich von der Ebene z_i zur Ebene z_{i+1} beschreibt die Matrix

$$\mathcal{T} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{mit der Vorschrift} \quad \begin{pmatrix} x_{i+1} \\ x_{i+1}' \end{pmatrix} = \mathcal{T} \begin{pmatrix} x_i \\ x_i' \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

wobei $d = z_{i+1} - z_i$ den Abstand der beiden Ebenen bezeichnet. Die Steigung des Strahls ändert sich nicht, während der Achsabstand proportional zur Steigung anwächst.

Eine dünne Linse läßt den Achsabstand unverändert, die Steigung wird jedoch abrupt in ihrer Mittelebene z_i um das Produkt aus Brechkraft $k = 1/f$ und Achsabstand vermindert. Die Matrix

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -k & 1 \end{pmatrix} \quad \text{überträgt mittels} \quad \left. \begin{pmatrix} x_i \\ x_i' \end{pmatrix} \right|_{z_i+\epsilon} = \mathcal{L} \left. \begin{pmatrix} x_i \\ x_i' \end{pmatrix} \right|_{z_i-\epsilon} \quad (\text{A.2})$$

Achsabstand und -steigung aus der Ebene $z_i - \epsilon$ unmittelbar vor der Linse in eine Ebene $z_i + \epsilon$ direkt hinter der Linse. Das Abbildungsverhalten von Systemen, die aus meh-

reren Driftstrecken und dünnen Linsen zusammengesetzt sind, erhält man durch Hintereinanderausführen mehrerer Matrizenmultiplikationen. Die Bildebenen sind durch Nullstellen des Achsabstands festgelegt, falls man in der Anfangsbildebene z_a die Anfangsbedingung einer axialen Bahn $(x_a, x'_a)^T = (0, 1)^T$ wählt.

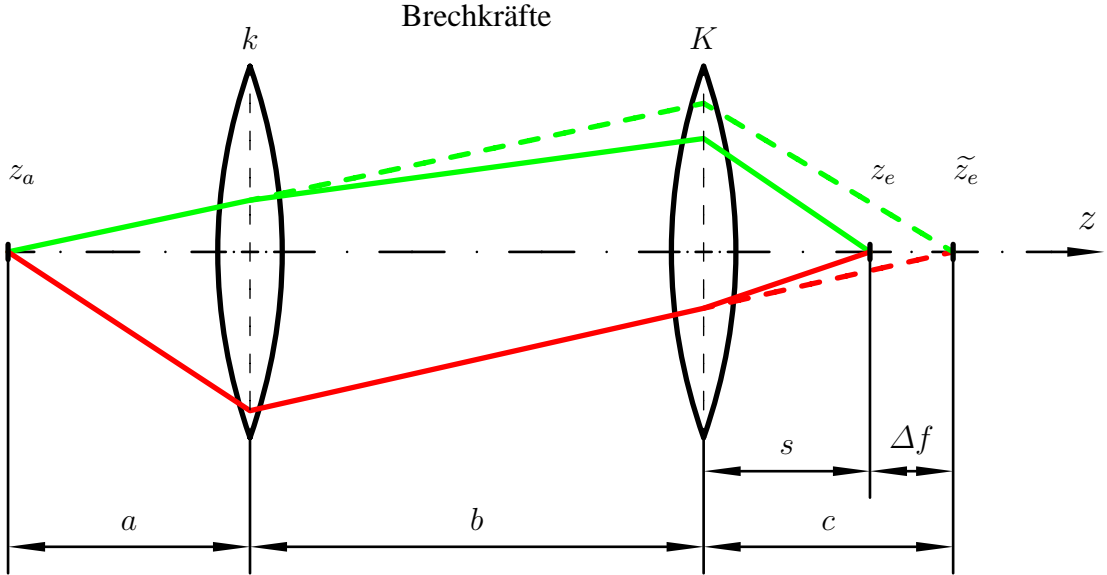


Abbildung A.1: Einführung der Größen zur Berechnung der Bildlagen in einem System mit zwei Rundlinsen. Oberhalb der optischen Achse ist der Strahlengang dargestellt, wenn die erste Linse schwach und die zweite Linse konstant erregt wird, während unterhalb der Achse der Fall mit vertauschten Rollen der beiden Linsen gezeigt ist.

Im folgenden wird ein Zweilinsensystem mit den in Abbildung A.1 eingeführten Längen und Brechkraften betrachtet. Die Anfangsbildebene z_a und die zugehörige Endbildebene z_e sind durch das Gleichungssystem

$$\begin{pmatrix} m \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -K & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & b \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -k & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

mit den Parametern s , k und K verknüpft, wobei m die Steigung der Elektronenbahn in der Ebene z_e angibt.

Zur Farbfehlermessung in einem Rasterelektronenmikroskop verbleibt das Objekt in der Ebene z_e . Die zu vermessende Linse wird konstant erregt, so daß sie bei der Nominalenergie E_n das Zwischenbild der Quelle von der Ebene z_a in die Ebene z_e abbildet. Bei einer Energieerhöhung um ΔE wandert das Bild in die Ebene \tilde{z}_e aus. Für die Brechkraft der erregten Linse gilt dann

$$K = \frac{a + b + c}{(a + b) \cdot c} \quad \text{beziehungsweise} \quad k = \frac{a + b + c}{a \cdot (b + c)} \quad (\text{A.4})$$

aufgrund der Linsengleichung

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b}$$

mit der Gegenstandsweite g und der Bildweite b . Zur Bestimmung der Defokussierung Δf stellt man mit der zweiten Linse wieder auf die Ebene z_e scharf.

Unter Verwendung der konstanten Brechkraft K gemäß Gleichung (A.4) und der zweiten Zeile des Gleichungssystems (A.3) ist die Änderung der Bildlage $\Delta f = c - s$ bei konstanter Erregung der zweiten Linse als Funktion der Brechkraft k der ersten Linse durch

$$\Delta f = \frac{a^2 c^2}{(a + b)^2} \frac{k}{1 - \frac{a}{(a + b)} \left(b - \frac{ac}{(a + b)} \right) k} \quad (\text{A.5})$$

gegeben. Fokussiert man mit der zweiten Linse bei konstanter Erregung der ersten Linse mit der in Gleichung (A.4) angegebenen Brechkraft k nach, so erhält man

$$\Delta f = c^2 \frac{K}{1 + Kc} \quad (\text{A.6})$$

als Zusammenhang von Verschiebung der Bildlage Δf und Brechkraft K der zweiten Linse.

Literaturverzeichnis

- [1] O. Scherzer. Über einige Fehler von Elektronenlinsen. Z. Phys. **101** (1936) 593–603. [1](#), [1](#), [4](#)
- [2] V. K. Zworykin, G. A. Morton, E. G. Ramberg, J. Hillier, A. W. Vance. Electron optics and the electron microscope. John Wiley & Sons. New York (1945) 603–649. [1](#)
- [3] O. Scherzer. Sphärische und chromatische Korrektur von Elektronen–Linsen. Optik **2** (1947) 114–132. [1](#)
- [4] W. Bernhard, Erprobung eines sphärisch und chromatisch korrigierten Elektronenmikroskops, Optik **57**, No. 1 (1980) 73–94. [1](#)
- [5] H. Rose. Abbildungseigenschaften sphärisch korrigierter elektronenoptischer Achromate. Optik **33** (1971) 1–24. [2](#)
- [6] J. Zach. Design of a high–resolution low–voltage scanning electron microscope. Optik **83** (1989) 30–40. [2](#)
- [7] J. Zach and M. Haider. Correction of spherical and chromatic aberration in a low voltage SEM. Optik **98** (1995) 112–118. [2](#)
- [8] H. Rose. Correction of aperture aberrations in magnetic systems with threefold symmetry. Nuclear Instruments and Methods **187** (1981) 187–199. [2](#)
- [9] H. Rose. Outline of a spherically corrected semiaplanatic medium–voltage transmission electron microscope. Optik **85** (1990) 19–24. [2](#)
- [10] M. Haider, H. Rose, S. Uhlemann, E. Schwan, B. Kabius, K. Urban. A spherical–aberration–corrected 200 kV transmission electron microscope. Ultramicroscopy **75** (1998) 53–60. [2](#)
- [11] M. Haider, S. Uhlemann, E. Schwan, H. Rose, B. Kabius, K. Urban. Electron microscopy image enhanced. Nature **392** (1998) 768–769. [2](#)
- [12] O. Krivanek, persönliche Mitteilung. [2](#)

- [13] H. Rose, D. Preikszas. Outline of a versatile corrected LEEM. *Optik* **92** (1992) 31–44. [2](#), [2](#)
- [14] H. Rose, D. Preikszas. Time-dependent perturbation formalism for calculating the aberrations of systems with large ray gradients. *Nucl. Instrum. Methods* **A363** (1995) 19–24. [2](#), [24](#)
- [15] D. Preikszas and H. Rose. Correction properties of electron mirrors. *Journal of Electron Microscopy* **1** (1997) 1–9. [2](#), [24](#)
- [16] G. F. Rempfer, D. M. Desloge, W. P. Skoczylas, O. H. Griffith. Simultaneous correction of spherical and chromatic aberrations with an electron mirror: An electron optical achromat. *Microsc. Microanal.* **3** (1997) 14–27. [2](#)
- [17] R. Degenhardt. Korrektur von Aberrationen in der Teilchenoptik mit Hilfe von Symmetrien. Dissertation, TH Darmstadt 1992, D 17. [2](#)
- [18] H. Müller, D. Preikszas, and H. Rose. A beam separator with small aberrations. *Journal of Electron Microscopy* **48(3)** (1999) 191–204. [2](#), [27](#), [33](#), [34](#), [82](#)
- [19] D. Preikszas. Korrektur des Farb- und Öffnungsfehlers eines Niederspannungs-Elektronenmikroskops mit Hilfe eines Elektronenspiegels. Dissertation, TH Darmstadt 1995, D 17. [2](#), [6](#), [13](#), [24](#), [25](#), [27](#), [100](#)
- [20] R. Fink, M. R. Weiss, E. Umbach, D. Preikszas, H. Rose, R. Spehr, P. Hartel, W. Engel, R. Degenhardt, R. Wichtendahl, H. Kuhlenbeck, W. Erlebach, K. Ihmann, R. Schlögl, H.-J. Freund, A.M. Bradshaw, G. Lilienkamp, Th. Schmidt, E. Bauer, G. Benner. SMART: a planned ultrahigh-resolution spectromicroscope for BESSY II. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **84** (1997) 231–250. [3](#), [16](#), [20](#)
- [21] D. Preikszas and H. Rose. Procedures for minimizing the aberrations of electromagnetic compound lenses. *Optik* **100** (1995) 179–187. [6](#)
- [22] S. Lanio. Test and improved design of a corrected imaging magnetic energy filter. *Optik* **73** (1986) 56–68. [19](#)
- [23] H. Rose and D. Krah. Electron optics of imaging energy filters. In: *Energy-Filtering Transmission Electron Microscopy*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag 1995, 110–146. [19](#)
- [24] M. Henzler und W. Göpel. Oberflächenphysik des Festkörpers. Unter Mitw. von C. Ziegler. Stuttgart: Teubner-Verlag 1991. [20](#)
- [25] D. Preikszas, P. Hartel, R. Spehr, H. Rose. SMART electron optics. Proceedings of the 12th European Congress on Electron Microscopy, Vol. III, Brno (Czech Republic), 9th to 14th July 2000, I 81–I 84. [27](#)

- [26] F. Kahl. Design eines Monochromators für Elektronenquellen. Dissertation, TU Darmstadt 1999, D 17. [27](#)
- [27] S. Lanio. Optimierung abbildender Energiefilter für die analytische Elektronenmikroskopie. Dissertation, TH Darmstadt 1986, D 17. [29](#)
- [28] Th. Schmidt, S. Henn, B. Ressel, K. C. Prince, and E. Bauer. VIth International Conference on X-ray Microscopy. Berkeley, CA, August 1999. [35](#), [100](#)
- [29] G. De Stasio, L. Perfetti, B. Gilbert, O. Fauchoux, M. Capozzi, P. Perfetti, G. Margaritondo, and B. P. Tonner. Rev. Sci. Instrum. **70** (1999) 1740. [35](#)
- [30] R. N. Watts, S. Liang, Z. H. Levine, T. B. Lucatorto, F. Polack, and M. R. Scheinfein. Rev. Sci. Instrum. **68** (1997) 3464. [35](#)
- [31] C. Ziethen, O. Schmidt, G. H. Fecher, C. M. Schneider, G. Schönhense, R. Fromter, M. Seider, K. Grzelakowski, M. Mertel, D. Funnemann, W. Swiech, H. Gundlach, and J. Kirschner. J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. **88** (1998) 983. [35](#)
- [32] S. Anders, H. A. Padmore, R. M. Duarte, T. Renner, Th. Stammeler, A. Scholl, M. R. Scheinfein, J. Stöhr, L. Séve, and B. Sinkovic. Photoemission electron microscope for the study of magnetic materials. Rev. Sci. Instrum., Vol. 70, No. 10 (1999) 3973–3981. [35](#)
- [33] G. Joos. Lehrbuch der theoretischen Physik. Bearb. von B. Fricke und K. Schäfer, 15., völlig neu bearb. Aufl., Wiesbaden: Aula-Verlag 1989. [62](#), [62](#)
- [34] H. Rose. Skriptum zur Vorlesung *Teilchenoptik* an der TU Darmstadt (1994) 87. [68](#)
- [35] P. W. Hawkes, E. Kasper. Principles of electron optics. Volume 1. Basic geometrical optics. Academic Press (1989) 226–235. [103](#)

Danksagung

Ich möchte mich hiermit sehr herzlich bei Herrn Prof. Dr. H. Rose für die Vergabe der Doktorarbeit und sein stets offenes Ohr für all meine Belange bedanken. Sein beständiges Interesse, seine Diskussionsbereitschaft und der hartnäckige Einsatz für den Fortgang des Projekts haben die Voraussetzungen für das Gelingen dieser Arbeit geschaffen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. D. Preikszas, der das Projekt von Seiten der Theorie und Elektronik vorangetrieben hat. Unsere zahlreichen fruchtbaren Diskussionen haben maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Desweiteren möchte ich Herrn Dr. R. Spehr für seine spontane Hilfsbereitschaft und das Anfertigen der äußerst komplizierten Spulen für den Strahlteiler recht herzlich danken.

Ohne den unermüdlichen Einsatz der Feinmechanischen Werkstatt unter Leitung von Herrn W. Bernhardt wäre der erfolgreiche Abschluß dieser Arbeit undenkbar gewesen. Insbesondere sei Herrn W. Bernhardt für die vielen hilfreichen Diskussionen und die zügige, unbürokratische Auftragsabwicklung gedankt. Die Fertigung der hochpräzisen Feldlinsen und des Elektronenspiegels unter Weitergabe der Maschinengenauigkeit sowie der komplexen Multipolelemente ist das besondere Verdienst von Herrn B. Stuckert.

Der technischen Zeichnerin Frau A. Zilch möchte ich vor allem für die präzise und schnelle Anfertigung der umfangreichen Zeichnungssätze für den Strahlteiler und die zugehörige Vakuumkammer danken.

Allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. H. Rose, insbesondere unserer Sekretärin Frau C. Walther, danke ich für ihre Hilfsbereitschaft und die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Meinem Vater verdanke ich neben der Einführung in das technische Zeichnen zahlreiche Tips zur technologischen Umsetzung der hohen mechanischen Anforderungen in der Elektronenoptik.

Sämtlichen an dem SMART-Projekt beteiligten Kollegen danke ich für den offenen und unkomplizierten Erfahrungsaustausch. Den Herren Prof. Dr. E. Umbach und Dr. R. Fink an der Universität Würzburg sei für die professionelle und flexible Projektleitung und -abwicklung gedankt. Vor allem möchte ich Herrn Dr. W. Engel und Herrn W. Erlebach vom Fritz-Haber-Institut in Berlin und Herrn Dr. G. Lilienkamp von der TU Clausthal für die Einführung in die Konstruktion von UHV-tauglichen elektronenoptischen Elementen danken. Den Herren Dr. G. Benner und Dr. J. Bihr von der Firma LEO Elektronenmikroskopie GmbH verdanke ich etliche praktische Tips und Hilfe bei Problemen mit unserem Testmikroskop.

Schließlich möchte ich noch den Korrekturlesern meines Manuskripts, Dr. D. Preikszas, Dr. F. Kahl, M. Ochse und meiner Mutter, ganz herzlich danken.

Dem Bundesministerium für Bildung und Forschung sei für die finanzielle Unterstützung des Projekts gedankt.

Lebenslauf

Personalien

Name: Peter Hartel
Geburtsdatum: 01. 04. 1969
Geburtsort: Wiesbaden
Familienstand: ledig, keine Kinder
Staatsangehörigkeit: deutsch

Bildungsweg

1975 – 1979 Karl–Gärtner–Schule in Wiesbaden–Delkenheim
1979 – 1988 Diltheyschule in Wiesbaden,
Abschluß: Abitur
1988 – 1989 Grundwehrdienst: Grundausbildung in Giebelstadt,
anschließend Marine–Musikkorps Ostsee in Kiel
1989 – 1995 Studium der Physik
an der Technischen Hochschule Darmstadt,
Abschluß: Diplom–Physiker
1994 – 1999 Studium von Mathematik und Physik für das Lehramt
an Gymnasien an der Technischen Hochschule Darmstadt,
Abschluß: Erste Staatsprüfung
seit Mai 1995 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
an der Technischen Universität Darmstadt,
Mitarbeit im BMBF–Projekt „Höchstauflösende Elektronen-
Spektro-Mikroskopie mit durchstimmbarer XUV–Strahlung“